

# **PHOTORÉCEPTEURS 1,3–1,55 $\mu\text{m}$ OBTENUS PAR INTÉGRATION MONOLITHIQUE DE PHOTODIODES p-i-n ET DE TRANSISTORS HEMT**

THÈSE N° 1551 (1996)

PRÉSENTÉE AU DÉPARTEMENT DE PHYSIQUE

ÉCOLE POLYTECHNIQUE FÉDÉRALE DE LAUSANNE

POUR L'OBTENTION DU GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES TECHNIQUES

PAR

**Jacques SPICHER**

Ingénieur en microtechnique diplômé EPF  
originaire d'Ueberstorf (FR)

acceptée sur proposition du jury:

Prof. M. Illegems, directeur de thèse  
Prof. W. Baechtold, corapporteur  
Prof. R. Salathé, corapporteur  
Dr A. Scavennec, corapporteur

Lausanne, EPFL  
1996

## VERSION ABREGEE

L'objectif de ce travail est l'intégration monolithique de photodiodes p-i-n adaptées aux longueurs d'onde entre 1,3  $\mu\text{m}$  et 1,55  $\mu\text{m}$  et de transistors à effet de champ de type HEMT pour la réalisation d'un photorécepteur à large bande destiné aux télécommunications optiques. Une partie de ce travail a été entrepris en collaboration avec l'ETHZ-IFH.

La structure des photodiodes p-i-n est déposée par épitaxie à jets chimiques (CBE) en accord de maille sur un substrat InP. Elle s'articule autour d'une zone d'absorption en InGaAs non intentionnellement dopé de 1  $\mu\text{m}$ , entourée d'une couche de contact n en InP et d'une couche de contact p en InGaAs. Cette dernière facilite l'obtention de contacts ohmiques de type p à faible résistivité et l'on a pu montrer qu'elle était suffisamment fine (100 nm) pour ne pas dégrader ni le rendement quantique, ni la vitesse de réponse des photodiodes. Les processus à l'origine du courant d'obscurité des photodiodes ont été identifiés grâce à des mesures I-V effectuées jusqu'à -25 V et à différentes températures. Il a notamment été montré qu'aux faibles polarisations, le courant d'obscurité est dominé par une composante de diffusion plutôt que de génération-recombinaison; pour des tensions plus élevées, la prise en compte de l'effet du champ électrique sur le mécanisme de génération a permis de modéliser de manière satisfaisante l'augmentation exponentielle du courant avec la tension appliquée.

Afin de réaliser une intégration horizontale des photodiodes et des transistors, deux étapes de croissance ont été utilisées. La structure AlInAs/InGaAs des transistors HEMT est tout d'abord déposée par épitaxie à jets moléculaires (MBE) en accord de maille sur un substrat InP vierge; hormis la présence d'une couche tampon en AlInAs épaisse (1,2  $\mu\text{m}$ ), cette structure est conventionnelle. Après le creusement par voie humide de fosses jusqu'au substrat InP, la structure InGaAs/InP des photodiodes p-i-n est obtenue durant la deuxième étape de croissance, effectuée par CBE.

Seules des différences mineures ont pu être détectées entre les photodiodes épitaxiées sur un substrat vierge et les photodiodes obtenues par recroissance; en particulier le courant d'obscurité des diodes recrûes demeure très faible : 130 pA à -5 V pour des diodes de 30  $\mu\text{m}$  de diamètre. L'influence de la deuxième étape de croissance sur les performances potentielles des transistors est plus critique; elle a été évaluée par des mesures d'effet Hall, corroborées par des mesures TLM, des propriétés de conduction, à savoir  $n_{s2D}$ ,  $\mu_{n2D}$  et la résistance de couche du canal  $R_{cc}$ , de la structure HEMT.

Dans un premier temps, un masque  $\text{SiO}_2$  déposé par CVD sur la structure HEMT a été utilisé afin d'obtenir une recroissance sélective de la structure p-i-n. Suite à la recroissance, effectuée autour de 520 °C pendant plus d'une heure, une importante augmentation de la résistance de couche  $R_{cc}$  de la structure HEMT a été mesurée. De 240  $\Omega/\text{carré}$  après la croissance MBE,  $R_{cc}$  est passé à plus de 600  $\Omega/\text{carré}$  après la recroissance. Consécutivement à un traitement similaire, une augmentation de la concentration de pièges dans l'AlInAs a en outre été mesurée

sur des échantillons de test. Les résultats obtenus ont clairement montré que la dégradation pouvait être attribuée à la présence du masque de  $\text{SiO}_2$ , tandis que les conditions de la recroissance elles-mêmes ont pu être mises hors de cause.

Pour remédier à ce problème, une recroissance non sélective de la structure p-i-n a été proposée. Le masque de  $\text{SiO}_2$  n'est alors plus nécessaire, mais des couches indésirables sont également déposées au-dessus de la structure HEMT. Cette méthode n'est donc acceptable que si ces couches peuvent être découpées sélectivement, sans endommager la structure HEMT immédiatement en dessous. En utilisant d'abord simplement la couche de contact  $n^+$ -InP de la structure p-i-n pour stopper l'attaque, des résultats satisfaisants ont été obtenus puisque  $R_{cc}$  reste inférieur à  $300 \Omega/\text{carré}$ . Néanmoins, une couche additionnelle d'InP, déposée par dessus la structure HEMT avant le creusement des fosses destinées à accueillir les photodiodes p-i-n, permet d'améliorer encore ce résultat. En effet, une réduction de  $R_{cc}$  de seulement 3 % a alors été mesurée après la recroissance et le décapage sélectif des couches indésirables.

C'est sur des plaquettes obtenues avec cette dernière méthode d'intégration que des photorécepteurs complets ont été réalisés avec succès en utilisant la photolithographie standard par contact, excepté pour la définition des grilles de  $0,25 \mu\text{m}$  des HEMTs. La fréquence de coupure du gain en courant  $f_T$  des transistors discrets est supérieure à 100 GHz et la bande passante des photorécepteurs est de 18 GHz sans pic prononcé. Avec un courant de bruit équivalent moyen de  $11 \text{ pA}/\sqrt{\text{Hz}}$  et une responsivité des photodiodes, mesurée à  $1,55 \mu\text{m}$ , de  $0,5 \text{ A/W}$ , une sensibilité de -18 dBm est évaluée à 20 Gbit/s pour un BER de  $10^{-9}$ .

## ABSTRACT

This thesis deals with the monolithic integration of long wavelength (1.3–1.55  $\mu\text{m}$ ) p-i-n photodiodes with HEMT field effect transistors for the realization of wide bandwidth OEIC receivers for lightwave communication systems. Part of this work was carried out in collaboration with the Laboratory for Electromagnetic Fields and Microwave Electronics (IFH) of the ETH-Zürich.

The p-i-n photodiode structure consisting of a  $n^+$ -InP lower contact layer, a 1  $\mu\text{m}$  undoped InGaAs absorption layer and a 100 nm  $p^+$ -InGaAs upper contact layer was grown lattice-matched on an InP substrate by Chemical Beam Epitaxy (CBE). The  $p^+$ -InGaAs layer allowed the fabrication of low resistivity ohmic contact. Being thin enough (100 nm) this layer did not induce any degradation of the quantum efficiency nor of the speed of response of the photodiodes. I-V measurements up to -25 V were performed at different temperatures to identify the processes causing the dark current. It was shown that the dark current at low voltage is dominated by a diffusion current and not by generation-recombination effects. At higher bias, the exponential behavior of the dark current with the applied reverse bias was well fitted by taking into account the effect of the electrical field on the generation process.

To integrate horizontally the very different p-i-n and HEMT layer structures, a two-step growth approach was used. First, an AlInAs/InGaAs HEMT structure was grown lattice-matched on a semi-insulating InP substrate by Molecular Beam Epitaxy (MBE); except a thick AlInAs buffer layer (1,2  $\mu\text{m}$ ), this structure is conventional. Mesas down to the InP substrate were then formed using wet etching. Finally, in the second growth step, the InGaAs/InP p-i-n structure was grown by CBE.

Comparisons between photodiodes grown in one-step and regrown photodiodes showed only minor difference; in particular the dark current of the regrown photodiodes remained very low : 130 pA at -5 V for 30- $\mu\text{m}$  diameter diodes. The influence of the p-i-n regrowth on the two-dimensional electron gas (2-DEG) transport properties, that is to say  $n_{s2D}$ ,  $\mu_{n2D}$  and the channel sheet resistance  $R_{cc}$ , is more critical, as it was determined by both Hall and TLM measurements.

In a first phase, the CBE regrowth was done using a  $\text{SiO}_2$  mask layer deposited by CVD on the top of the HEMT structure in order to achieve a selective area regrowth of the p-i-n structure. However this growth step, done at around 520  $^\circ\text{C}$  for more than one hour, led to a severe degradation of the 2-DEG transport properties. After the first growth  $R_{cc}$  was 240  $\Omega/\text{square}$  and it became as high as 600  $\Omega/\text{square}$  after the p-i-n selective regrowth. Test samples consisting of AlInAs were prepared; an increase in the trap concentration was measured when these samples were exposed to a similar treatment. The results showed that the degradation was clearly due to the presence of the  $\text{SiO}_2$  mask layer and the CBE growth conditions themselves were not responsible.

In order to overcome this problem, the  $\text{SiO}_2$  deposition step was omitted resulting in a non selective regrowth. In this case, the p-i-n material is also deposited on top of the HEMT structure. This scheme of integration is therefore only feasible if the undesired p-i-n layers can be selectively etched away without degrading the underlying HEMT structure. In a first set of experiments, this selective etching was performed using the  $\text{n}^+$ -InP p-i-n lower contact layer as an etch stop. Satisfying results were obtained, since  $R_{\text{cc}}$  remained under  $300 \Omega/\text{square}$ . In a second approach, an InP cap layer was added to the HEMT structure before its patterning. This led to a very slight reduction in the 2-DEG properties with an increase of only 3 % of  $R_{\text{cc}}$  after the regrowth and the subsequent selective etching of the undesired p-i-n material.

Using the latter scheme of integration, complete photoreceivers were successfully fabricated using standard contact photolithography, except for the definition of the  $0.25\text{-}\mu\text{m}$  T-shape HEMT gates. The current gain cutoff frequency  $f_T$  exhibited by single HEMTs was higher than 100 GHz and a flat photoresponse with a bandwidth of 18 GHz was obtained for the OEIC receivers. The average equivalent input noise current density was  $11 \text{ pA}/\sqrt{\text{Hz}}$  and the responsivity measured at  $1.55 \mu\text{m}$  of the photodiodes was  $0.5 \text{ A/W}$ . These values led to a sensitivity of -18 dBm calculated for a data bit rate of 20 Gbit/s at a BER of  $10^{-9}$ .

## TABLE DES MATIERES

<b>Introduction.....</b>	<b>1</b>
<b>I La photoréception dans un système de télécommunications optiques ...</b>	<b>3</b>
I.1 Systèmes de télécommunications optiques .....	3
I.1.1 Eléments d'un système.....	3
I.1.2 Milieu de transmission .....	4
I.1.3 Détection directe.....	6
I.1.4 Détection cohérente .....	7
I.2 Photodétecteurs.....	9
I.2.1 Choix du matériau .....	9
I.2.2 Types de détecteur .....	10
I.2.2.a photodiode p-i-n .....	10
I.2.2.b photodiode à avalanche .....	10
I.2.2.c photodétecteur métal-semiconducteur-métal .....	11
I.3 Photorécepteurs.....	13
I.3.1 Intégration hybride et monolithique.....	13
I.3.2 Structure du circuit.....	14
I.3.3 Types de transistor.....	15
I.3.3.a HEMT.....	15
I.3.3.b HBT.....	15
I.4 Architecture choisie et objectifs.....	16
Bibliographie du chapitre I .....	17
<b>II Photodiodes p-i-n InGaAs / InP.....</b>	<b>21</b>
II.1 Principe de fonctionnement .....	21
II.1.1 Absorption et collection .....	21
II.1.2 Photodiodes à hétérojonction.....	23
II.2 Caractéristiques générales .....	25
II.2.1 Rendement quantique.....	25
II.2.2 Vitesse de réponse .....	26
II.2.2.a transit des porteurs .....	26
II.2.2.b circuit RC.....	31
II.2.3 Bruit et sensibilité.....	34
II.3 Structure p-i-n étudiée .....	36
II.3.1 Description de la structure .....	36
II.3.2 Evaluation de la structure .....	37
II.3.2.a courant photogénéré dans p <sup>+</sup> -InGaAs.....	38

II.3.2.b influence de $I_{ph,diff}$ sur la bande passante.....	40
II.4 Perspectives .....	42
Bibliographie du chapitre II.....	43
<b>III Fabrication et caractérisation statique des photodiodes p-i-n.....</b>	<b>45</b>
III.1 Technologie de fabrication.....	45
III.1.1 Description générale .....	45
III.1.2 Croissance de la structure .....	46
III.1.2.a épitaxie à jets moléculaires.....	46
III.1.2.b épitaxie à jets chimiques .....	47
III.1.3 Contacts ohmiques de type p .....	49
III.1.4 Définition des surfaces actives.....	50
III.1.5 Contacts ohmiques de type n .....	51
III.1.6 Passivation.....	52
III.1.7 Métallisation finale .....	54
III.2 Caractéristiques courant-tension .....	55
III.2.1 Remarques préliminaires .....	55
III.2.2 I-V sous faible polarisation inverse .....	57
III.2.3 I-V sous polarisation inverse moyenne.....	59
III.2.4 I-V sous forte polarisation inverse et synthèse .....	62
III.3 Caractéristiques optique-électrique .....	63
III.3.1 Mesures en transmission .....	63
III.3.2 Responsivité .....	64
Bibliographie du chapitre III.....	67
<b>IV Technologies d'intégration monolithique.....</b>	<b>71</b>
IV.1 Stratégies d'intégration.....	71
IV.2 Première épitaxie.....	73
IV.2.1 Structure HEMT.....	73
IV.2.2 Caractérisation électrique de routine .....	75
IV.3 Recroissance sélective.....	78
IV.3.1 Principe.....	78
IV.3.2 Mise en oeuvre .....	78
IV.3.3 Qualité du matériau obtenu par recroissance .....	80
IV.3.4 Effet de la recroissance sélective sur le gaz 2D .....	83
IV.3.5 Origine de la dégradation des propriétés de conduction .....	85
IV.4 Recroissance non sélective .....	89
IV.4.1 Alternatives à la recroissance sélective.....	89
IV.4.2 Résultats après recroissance non sélective .....	91

IV.4.3 Evolution de la méthode.....	94
Bibliographie du chapitre IV .....	97
<b>V Composants intégrés et photorécepteurs monolithiques .....</b>	<b>101</b>
V.1 Circuit amplificateur.....	101
V.2 Fabrication des photorécepteurs .....	104
V.2.1 Séquence des étapes technologiques.....	104
V.2.2 Passivation des photodiodes p-i-n .....	105
V.2.3 Formation des grilles .....	106
V.2.4 Dépôt des résistances .....	108
V.2.5 Formation des capacités.....	109
V.3 Composants discrets .....	110
V.3.1 Photodiodes p-i-n.....	110
V.3.1.a comparaisons avec les diodes crûes en une étape.....	110
V.3.1.b bande passante des diodes recrûes .....	112
V.3.2 Transistors HEMT.....	114
V.4 Potorécepteurs complets .....	117
V.4.1 Gain et bande passante .....	118
V.4.2 Evaluation de la sensibilité.....	119
V.5 Résumé des performances.....	122
Bibliographie du chapitre V .....	123
<b>Conclusion.....</b>	<b>127</b>
<b>Remerciements.....</b>	<b>129</b>
<b>Curriculum vitae.....</b>	<b>131</b>



## INTRODUCTION

La nécessité de disposer de photorécepteurs performants, fiables, compacts et susceptibles d'être produits en grandes quantités, et par là même à faible coût, s'inscrit dans la droite ligne du formidable essor des télécommunications optiques de ces dernières années.

Si la lumière est utilisée depuis longtemps pour transmettre de l'information d'un point à un autre, pensons par exemple au sémaphore des marins, c'est la découverte du laser<sup>1</sup>, en 1960, qui marque la naissance des communications optiques modernes. Avec le laser, on dispose d'une source de lumière potentiellement modulable à haute fréquence et dont les propriétés de cohérence et de finesse spectrale sont comparables à celles des ondes radio déjà abondamment utilisées pour des transmissions à longue distance. En tirant profit de la faible divergence des faisceaux laser, des transmissions optiques simplement dans l'air furent d'abord envisagées. Les problèmes rencontrés à cause des inévitables variations des conditions météorologiques limitèrent toutefois l'utilisation de ce genre de systèmes à des distances de quelques centaines de mètres.

Un pas important fut franchi en 1966 avec la proposition, faite presque simultanément par Kao et Hockham<sup>2</sup> d'une part et par Werts<sup>3</sup> d'autre part, d'utiliser des fibres optiques à base de silice pour guider la lumière. Les premiers ont alors estimé que si l'atténuation dans ces fibres pouvait être réduite à 20 dB/km pour des longueurs d'onde dans le visible ou l'infrarouge, soit entre 0,5  $\mu\text{m}$  et 2  $\mu\text{m}$ , alors des systèmes de communications par fibre optique seraient susceptibles de concurrencer les lignes basées sur des câbles coaxiaux. Or, en l'espace d'à peine plus de dix ans, la qualité des fibres optiques a fait d'immenses progrès, puisque d'une atténuation initiale de 1000 dB/km, on est passé à moins de 0,2 dB/km à une longueur d'onde de 1,55  $\mu\text{m}$ <sup>4</sup>.

Parallèlement au développement du milieu de transmission, encore fallait-il que des sources et des détecteurs compatibles à la fois en taille et en longueur d'onde avec les fibres optiques existent. Ce nouveau défi put être relevé grâce aux semiconducteurs en général et aux matériaux III-V, c'est-à-dire composés d'atomes issus des colonnes III et V du tableau périodique des éléments, en particulier. Après la première démonstration, en 1970, d'un laser à semiconducteur GaAs/AlGaAs fonctionnant à température ambiante<sup>5</sup>, il fallut encore attendre quelques années pour voir apparaître les premiers systèmes de télécommunications optiques installés tant au Japon qu'aux Etats-Unis et en Europe (1977). Les taux de transmission des données de ces systèmes expérimentaux, longs d'une dizaine de kilomètres, étaient de 8 à 140 Mbit/s et ils fonctionnaient à une longueur d'onde située aux alentours de 850 nm.

<sup>1</sup>T. H. Maiman, *Nature*, London, **187**, p. 493, 1960.

<sup>2</sup>K. C. Kao and G. A. Hockham, *Proc. IEE*, **113**, p. 1151, 1966.

<sup>3</sup>A. Werts, *L'onde électrique*, **46**, p. 967, 1966.

<sup>4</sup>T. Miya, Y. Terunuma, T. Hosaka and T. Miyashita, *Electronics Letters*, **15**, p. 106, 1979.

<sup>5</sup>I. Hayashi, M. B. Panish, P. W. Foy and S. Sumski, *Applied Physics Letters*, **17**, p. 109, 1970.

Ensuite tout est allé très vite. L'utilisation du quaternaire InGaAsP pour la réalisation des diodes laser et du ternaire InGaAs pour la détection permirent l'émergence, dès les années 1980, de systèmes opérant dans la fenêtre 1,3-1,55  $\mu\text{m}$  et capables de transmettre l'information jusqu'à des débits de plusieurs Gbit/s, sur des distances supérieures à 100 km. A ces très hauts débits, la modulation du signal optique, de même que la conversion, par un photorécepteur, de ce signal en un signal électrique deviennent des problèmes cruciaux.

A la différence d'un simple détecteur, un photorécepteur assure en plus une première amplification du signal, il s'agit donc à proprement parlé d'un dispositif optoélectronique.

Dans le domaine de l'électronique à hautes fréquences, de substantielles améliorations ont également été apportées au cours des vingt dernières années grâce à l'utilisation des matériaux III-V. Par rapport au silicium, les matériaux III-V ont pour eux l'avantage d'une mobilité électronique plus élevée, de même qu'une plus grande vitesse de saturation des porteurs. Un nouveau type de transistor à effet de champ basé sur ces matériaux a ainsi par exemple été proposé indépendamment par Mimura *et al.*<sup>1</sup> et Delagebeaudeuf *et al.*<sup>2</sup> en 1980. Ces transistors, appelés HEMTs, sont aujourd'hui capables de fonctionner à des fréquences supérieures à 300 GHz.

Comme les matériaux III-V, et plus spécifiquement ceux crûs sur substrat d'InP, présentent des propriétés optiques adaptées aux longueurs d'onde privilégiées de transmission (1,3-1,55  $\mu\text{m}$ ) en même temps que d'excellentes caractéristiques électriques, il est tentant de réunir les fonctions de détection et d'amplification d'un photorécepteur sur un unique substrat. En effet, à l'instar des remarquables succès obtenus en microélectronique sur silicium, on peut espérer que d'importants avantages – augmentation des performances et diminution des coûts de fabrication – vont découler de l'intégration monolithique. Les composants optiques et électroniques à réunir sont toutefois très différents et leur intégration constitue un axe de recherche dans de nombreux laboratoires. L'objet de ce travail est précisément de proposer une nouvelle méthode d'intégration pour des détecteurs, en l'occurrence des photodiodes p-i-n, et des transistors HEMT, où chacun des composants n'a pas à souffrir de la présence de l'autre afin de réaliser un photorécepteur 1,3–1,55  $\mu\text{m}$  performant.

Le premier chapitre de ce mémoire traite de la photoréception d'une manière générale et nous amène à la présentation des objectifs à atteindre pour notre photorécepteur. La structure et les performances des photodiodes p-i-n font l'objet du deuxième chapitre, alors que leur fabrication et leur caractérisation sont abordées dans le troisième chapitre. Le quatrième chapitre est spécifiquement consacré aux technologies d'intégration mises en oeuvre au cours de ce travail et la méthode finalement retenue est validée par les performances des photorécepteurs complets que l'on présente dans le cinquième chapitre.

---

<sup>1</sup>T. Mimura, S. Hiyamizu, T. Fuji and K. Nanbu, Japanese Journal of Applied Physics, **19**, p. L225, 1980.

<sup>2</sup>D. Delagebeaudeuf, P. Delescluse, P. Etienne, M. Laviron, J. Chaplart and N. T. Linh, Electronics Letters, **16**, p. 667, 1980.

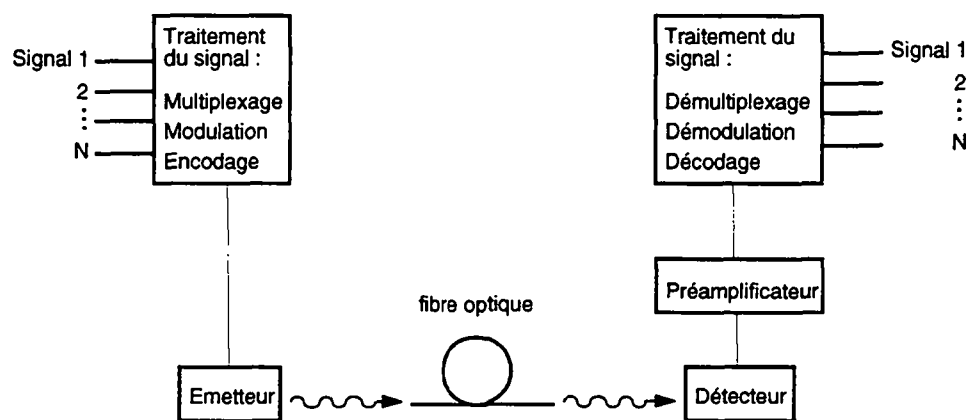
## I LA PHOTORECEPTION DANS UN SYSTEME DE TELECOMMUNICATIONS OPTIQUES

La description succincte des systèmes de télécommunications optiques nous amènera au choix du matériau pour la détection. Différents types de détecteurs et de transistors susceptibles de former un photorécepteur seront ensuite passés en revue. Dans la dernière section de ce chapitre, les options choisies pour réaliser un photorécepteur intégré monolithiquement, ainsi que les performances visées seront présentées.

### I.1 Systèmes de télécommunications optiques

#### I.1.1 Eléments d'un système

D'une manière très générale, un système de communication est un lien entre un point de départ, où une grandeur physique est modulée, et un point d'arrivée, où le signal modulé est observé; l'information à transmettre est contenue dans le signal modulé. Dans le cas d'un système optique (Fig. I.1), la variable à moduler peut être l'intensité, l'amplitude, la fréquence, la phase ou encore la polarisation de la lumière et le milieu de transmission est une fibre optique à base de silice.



**Fig. I.1** Système de communications optiques. L'émetteur transforme le signal électrique contenant l'information à transmettre en un signal optique et le détecteur effectue la transformation inverse. Dans le cas d'un multiplexage en longueur d'onde (WDM pour Wavelength-Division Multiplexing), le démultiplexage est réalisé par filtrage optique avant la détection.

La technique du multiplexage permet d'envoyer simultanément plusieurs messages sur le même support. Il s'agit d'attribuer un signe distinctif à chaque signal, de façon à ce que les différents signaux puissent être différenciés par le module de réception. Selon le type d'application, la source de lumière de l'émetteur est simplement une diode électroluminescente (LED pour Light Emitting Diode) ou une diode laser. La lumière peut être modulée soit

directement par l'application d'un signal adéquat sur la source, soit par un modulateur placé après la source qui émet alors en mode continu. De même, la démodulation peut éventuellement se faire optiquement avant le détecteur.

Le signal électrique délivré par le photodétecteur est d'abord amplifié avant de pouvoir être traité par un circuit électronique. Cette première amplification est délicate puisque, à ce stade, il est fondamental de ne pas détériorer le signal (généralement très faible, typiquement de l'ordre de grandeur du microampère), qui risque de se retrouver noyé dans le bruit. C'est l'ensemble formé par le photodétecteur et le préamplificateur que nous appellerons par la suite photorécepteur.

Quelle que soit la qualité des éléments composant le système, le signal est inévitablement détérioré au cours de son trajet. Aussi, dans un système de télécommunications à longue distance, plusieurs structures du type de celle schématisée à la figure I.1 sont cascadées. Les éléments émetteur-récepteur placés entre les cellules de base sont des répéteurs et servent à régénérer le signal. Dans le réseau optique transatlantique TAT-9 de AT&T, les répéteurs sont par exemple espacés de plus de 100 km [1].

### I.1.2 Milieu de transmission

L'élément clé d'un système de communications optiques est clairement le milieu de transmission, à savoir la fibre optique, bien que, évidemment, sans le développement en parallèle de sources de lumière (LED, puis diode laser) et de détecteurs efficaces, son intérêt eût été moindre. En effet, ce sont bien les propriétés et caractéristiques des fibres optiques qui, à la fois, rendent les communications optiques très attractives par rapport aux communications par câbles électriques ou par faisceaux hertziens et conditionnent le choix des autres éléments optiques du système. Outre les remarquables bandes passantes des fibres optiques, on peut citer comme avantages :

- petite taille et faible poids
- isolation électrique
- insensibilité aux perturbations électromagnétiques
- absence d'interférences optiques entre plusieurs fibres.

Le coefficient d'atténuation exprime la perte d'intensité d'un signal au fur et à mesure de sa propagation dans la fibre. Comme illustré à la figure I.2, l'atténuation, due à des mécanismes de diffusion et d'absorption [2], varie avec la longueur d'onde. Pour les fibres monomodes à base de silice, un minimum de  $\approx 0,16$  dB/km est atteint pour une longueur d'onde dans l'air de  $1,55 \mu\text{m}$ .

Même dans une fibre monomode, une impulsion lumineuse va subir un certain élargissement à cause de sa largeur spectrale finie : on parle de dispersion chromatique ou intramodale [3].

Deux phénomènes distincts contribuent à cette dispersion. D'une part, comme les vitesses de groupe des différentes composantes spectrales de l'impulsion dépendent de la longueur d'onde, le matériau lui-même est responsable d'une déformation de l'impulsion optique. On peut montrer que le coefficient de dispersion due au matériau  $D_\lambda$  n'est nul que si la deuxième dérivée de l'indice de réfraction par rapport à la longueur d'onde est nulle. Pour une fibre à base de silice, cette condition est remplie pour une longueur d'onde dans l'air de  $1,31 \mu\text{m}$  (Fig. I.2). D'autre part, la distribution du champ dans la fibre dépend du rapport entre le diamètre du coeur et la longueur d'onde et comme les vitesses de phase dans le coeur et le manteau de la fibre sont différentes, une nouvelle dépendance de la vitesse de groupe avec la longueur d'onde apparaît. Généralement le coefficient de dispersion du guide d'onde  $D_g$  est faible vis-à-vis de  $D_\lambda$ . Ainsi une impulsion optique très courte de largeur spectrale  $\sigma_\lambda = 0,5 \text{ nm}$  qui se déplace dans une fibre dont le coefficient de dispersion est  $1 \text{ ps/km-nm}$  subira un élargissement temporel par kilomètre  $\sigma_\tau/L$  :

$$\sigma_\tau / L \equiv |D_g + D_\lambda| \sigma_\lambda = 0,5 [\text{ps} / \text{km}] \quad (\text{I.1})$$

où  $L$  est la distance parcourue en km, ce qui équivaut à une bande passante de  $318 \text{ GHz-km}$ .

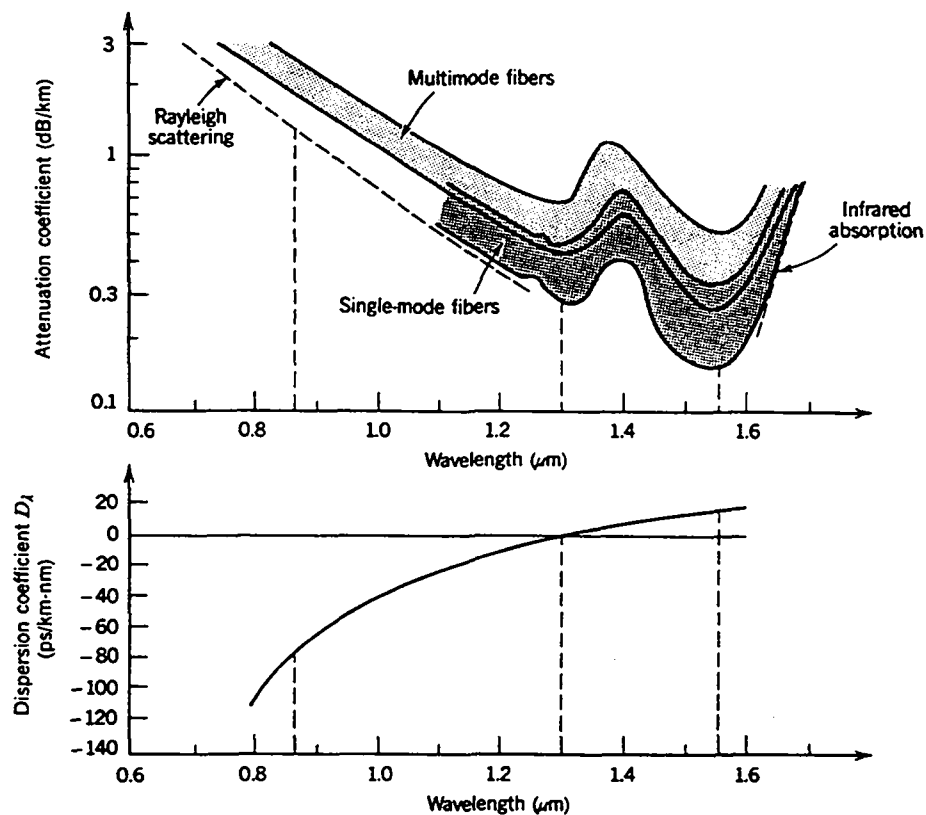


Fig. I.2 Variation du coefficient d'atténuation et du coefficient de dispersion due au matériau en fonction de la longueur d'onde, pour des fibres optiques à base de silice (d'après [1]). La valeur de ces coefficients dépend du type de dopants et de la méthode de fabrication utilisés. Au prix d'une légère augmentation du coefficient d'atténuation, il est possible de contrebalancer la dispersion due au matériau par la dispersion due au guide et obtenir ainsi une dispersion totale nulle à  $1,55 \mu\text{m}$  plutôt qu'à  $1,31 \mu\text{m}$ .

De façon à ce que l'information à transmettre arrive à bon port, deux conditions doivent être simultanément satisfaites. Il faut d'une part que le signal ait une intensité suffisante pour que le rapport signal/bruit à l'entrée du récepteur permette de garantir un taux d'erreur par bit (BER pour Bit Error Rate) inférieur à une valeur donnée (limite en atténuation). Dans le domaine des communications numériques, un BER de  $10^{-9}$  est généralement toléré. Cette intensité correspond à une puissance optique (intensité multipliée par la surface du détecteur) minimale qui est la sensibilité du récepteur, exprimée généralement en dBm. D'autre part, il est également nécessaire que deux impulsions adjacentes ne se recouvrent pas durant leur propagation, afin qu'elles restent distinctes l'une de l'autre (limite en dispersion). Lorsqu'un tel recouvrement se produit, on parle d'interférences entre symboles (ISI pour Intersymbol Interference).

Ces considérations sur les caractéristiques des fibres optiques démontrent l'intérêt de travailler dans la fenêtre 1,3  $\mu\text{m}$ -1,55  $\mu\text{m}$  (infrarouge proche) pour les applications en télécommunications optiques, où des débits d'information jusqu'à 100 Gbit/s par fibre peuvent être envisagés [4].

### **I.1.3 Détection directe**

Un photodétecteur quel qu'il soit est sensible au flux de photons : plus il y a de photons, plus le nombre de paires électrons-trous créées est grand. La détection de la lumière ne dépend ainsi ni de la polarisation, ni de la phase de l'onde optique incidente. En conséquence, dans un système où la fibre est directement couplée au photodétecteur, seule une modulation de l'intensité du signal optique peut être utilisée; on parle dans ce cas de détection directe.

En modulation d'intensité élémentaire, chaque bit d'information est caractérisé par la présence (bit 1) ou l'absence (bit 0) de lumière (format OOK pour On-Off Keying) et l'information est représentée par un train d'impulsions optiques d'autant plus courtes que le débit d'information visé est grand. Dans ce cas le débit d'information est donc limité par la vitesse de modulation du signal et la bande passante du photorécepteur doit être adaptée au débit d'information visé. Les capacités d'un système peuvent néanmoins toujours être augmentées par l'utilisation du multiplexage/démultiplexage optique, par exemple en longueurs d'onde, pour créer plusieurs canaux .

La création dans le domaine temporel d'impulsions optiques courtes implique inévitablement un élargissement spectral (à cause de la transformée de Fourier qui lie le domaine du temps à celui des fréquences) qui peut entraîner une importante dégradation des performances du système si le coefficient de dispersion de la fibre n'est pas nul. La génération d'impulsions très courtes ( $\approx 1$  ps) dont la largeur spectrale n'est limitée que par la transformée de Fourier n'est en outre pas immédiate [5] et souvent la largeur spectrale dépend plus de la qualité des éléments optiques (laser et type de modulateur) que de la durée des impulsions [6].

Pour remédier au problème de la dispersion chromatique dans les fibres monomodes à 1,55  $\mu\text{m}$ , plusieurs méthodes ont été proposées :

- L'utilisation de fibres à dispersion décalée (DS pour Dispersion Shifted) pour lesquelles la dispersion est minimale à 1,55  $\mu\text{m}$  plutôt qu'à 1,31  $\mu\text{m}$  [7].
- La combinaison de fibres à coefficients de dispersion positif et négatif [8].
- L'utilisation d'un compensateur de dispersion, comme par exemple un élément de fibre à réseau de Bragg qui permet de réaliser des compensateurs de quelques centimètres de long avec une dispersion de plusieurs milliers de ps/nm [9].
- La transmission par solitons [10]. Les solitons sont des impulsions optiques qui réunissent les conditions nécessaires pour que dispersion chromatique et dispersion non linéaire (variation de la modulation de la phase avec l'intensité) se compensent.
- L'inversion du spectre de l'information à la moitié de son trajet [11]. Ainsi, les impulsions sont dispersées durant la première moitié du trajet et compressées durant la deuxième moitié.

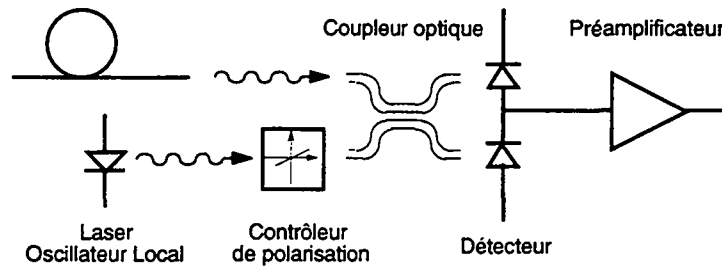
Malgré ces limitations intrinsèques, des systèmes expérimentaux à modulation d'intensité OOK et détection directe avec un débit d'information de 20 Gbit/s (sans multiplexage) ont déjà été présentés [12]. En outre, tous les systèmes commerciaux actuellement en fonction sont basés sur ce principe.

#### **I.1.4 Détection cohérente**

Dans un système de communications optiques où la détection est cohérente, tous les attributs du signal lumineux sont exploitables et les méthodes développées dans le domaine des communications aux fréquences radio peuvent en principe être transposées aux communications optiques. Le mélange du signal transmis avec une onde optique de référence issue d'un laser appelé oscillateur local (LO pour Local Oscillator) est à la base de cette technique (Fig. I.3). En effet, l'intensité des interférences résultant de ce mélange contient une information sur l'amplitude, la fréquence et la phase du signal transmis. Ce sont les hautes exigences de cohérence requises tant pour le signal que pour l'oscillateur local qui justifie le nom de cette technique qu'on appelle aussi détection hétérodyne car en général la fréquence du LO est différente de celle du signal. Si, par contre, le signal et le LO ont exactement la même fréquence, la détection est de type homodyne.

Le détecteur étant sensible au champ optique, des formats de modulations variés sont utilisables : par saut d'amplitude (ASK pour Amplitude Shift Keying), par saut de fréquence (FSK pour Frequency Shift Keying), par saut différentiel de phase (DPSK pour Differential Phase Shift Keying) et autres variantes. D'autre part, comme l'intensité optique qui arrive sur le détecteur est liée à la puissance du LO, il est possible, en augmentant, cette puissance d'améliorer le rapport signal sur bruit du signal à détecter. De plus une très grande sélectivité

spectrale peut être obtenue avec une détection hétérodyne, ce qui permet de réduire l'espacement des canaux dans le cas d'un multiplexage en longueur d'onde [13].



**Fig. I.3** Module de réception pour un système de communications optiques cohérent. Avec deux photodiodes, le détecteur est dit équilibré et les fluctuations d'intensité du LO sont ainsi sans conséquences [1].

Malgré le fait que les caractéristiques inhérentes à la détection cohérente en font théoriquement le candidat idéal pour utiliser pleinement les capacités des fibres optiques, la difficulté de mise en oeuvre de ce type de système demeure un handicap majeur. Dans un système hétérodyne, les hautes-fréquences en jeu après le mélange nécessitent une électronique très rapide et si une détection homodyne permet d'éviter ces hautes-fréquences, les exigences sur l'accord de phase entre le signal et le LO sont alors extrêmement difficiles à satisfaire [13]. Ainsi, pour des débits d'information très élevés ( $> 10$  Gbit/s), les systèmes à détection directe offrent à ce jour de meilleures performances que les systèmes cohérents. Néanmoins des modules de réception hétérodyne intégrés réunissant plusieurs fonctionnalités ont été récemment présentés [14,15].

Des systèmes à détection directe, c'est-à-dire sans oscillateur local, mais avec un interféromètre en guise de démodulateur optique placé avant le détecteur sont également sensibles au champ optique et pas uniquement à l'intensité. Le délai introduit dans une des branches de l'interféromètre dépend du format de modulation utilisé. Pour ce type de détection directe, les exigences de cohérence sur le signal optique sont évidemment aussi élevées que pour une détection cohérente avec un oscillateur local [16]. Tonguz *et al.* ont en outre montré que, sous certaines conditions, détection hétérodyne et détection directe avec démodulation et amplification optiques pouvaient être équivalentes, dans le sens que l'expression mathématique de leurs signaux démodulés est identique [17].



## I.2 Photodétecteurs

### I.2.1 Choix du matériau

Ce sont les performances des fibres optiques dans la fenêtre 1,3  $\mu\text{m}$ -1,55  $\mu\text{m}$  qui justifient l'énorme effort de recherche consenti depuis plusieurs années pour développer des diodes laser, des modulateurs et des photodétecteurs pour cette gamme de longueurs d'onde.

En ce qui concerne le photodétecteur, le choix du matériau est d'abord dicté par le seuil de détection  $\lambda_s$  qui est défini comme la longueur d'onde au-delà de laquelle l'absorption de lumière devient très faible. Ce seuil de détection est déterminé par la largeur de bande interdite  $E_g$  du matériau :

$$\lambda_s = \frac{1,24}{E_g [\text{eV}]} [\mu\text{m}] \quad (\text{I.2})$$

Deux matériaux présentent une bande interdite suffisamment étroite pour que l'absorption dans la gamme de longueurs d'onde considérée soit importante : le germanium (Ge), avec  $E_g = 0,66$  eV à 300 K et le ternaire  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ , avec  $E_g = 0,75$  eV à 300 K pour  $x = 0,53$  [18]. Le Ge est un semiconducteur à structure de bande indirecte et au-dessus de  $\lambda = 1,5$   $\mu\text{m}$ , son coefficient d'absorption est nettement plus faible que celui de l'InGaAs. D'autre part, la vitesse de réponse d'un détecteur à base d'InGaAs est potentiellement plus élevée, aussi l'InGaAs est-il généralement préféré au Ge pour les applications à hautes performances où le prix du matériau n'est pas le facteur déterminant.

Pour ce travail, nous avons exclusivement utilisé l'InGaAs comme matériau d'absorption.

paramètre de maille	bande interdite	concentration intrinsèque	masse effective			mobilité		barrière Schottky	constante diélectrique
			des électrons	des trous légers	des trous lourds	des électrons	des trous		
a	$E_g$	$n_i$	$m_n^*/m_0$	$m_h^*/m_0$	$m_{hh}^*/m_0$	$\mu_n$	$\mu_p$	$\phi_{bn}$	$\epsilon_r$
5,868 Å	0,75 eV	$5,4 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$	0,041	0,051	0,47	$10'000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$	$400 \text{ cm}^2/\text{Vs}$	0,2 eV	13,5

**Tableau I.1** Propriétés physiques à 300 K du ternaire  $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$  crû en accord de maille sur substrat InP et non intentionnellement dopé ( $m_0 = 9,11 \cdot 10^{-31}$  kg est la masse au repos de l'électron).

L' $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  est un matériau III-V, puisque l'indium (In) et le gallium (Ga) appartiennent à la colonne III du tableau périodique des éléments et l'arsenic (As) à la colonne V; pour  $x = 0,53$ , son paramètre de maille est le même que celui du phosphure d'indium (InP) sur lequel il peut donc être crû sans contrainte. Par la suite l' $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$  sera simplement appelé InGaAs; ses propriétés physiques sont rassemblées dans le tableau I.1.

## I.2.2 Types de détecteur

### I.2.2.a photodiode p-i-n

Une photodiode p-i-n est constituée d'une zone d'absorption en InGaAs intrinsèque entourée de deux couches fortement dopées, l'une de type p et l'autre de type n, qui collectent les porteurs photogénérés. Avec une zone d'absorption suffisamment épaisse (de l'ordre de  $2\text{ }\mu\text{m}$ ), un rendement de conversion optique-électrique proche de 100 % peut être escompté. D'un point de vue technologique, ce dispositif ne présente pas de difficultés majeures, puisqu'il s'agit de réaliser deux contacts ohmiques sur les couches dopées de part et d'autre de la zone d'absorption. Les photodiodes p-i-n peuvent en principe fonctionner sans tension appliquée à leurs bornes (mode photovoltaïque) et habituellement des tensions de l'ordre de 5 V suffisent à garantir une grande vitesse de réponse. Récemment des structures plus complexes, mais toujours sur la base d'une simple diode p-i-n, ont permis d'atteindre une bande passante supérieure à 100 GHz [19]; une telle bande passante s'accompagne toutefois d'une diminution du rendement de conversion optique-électrique.

### I.2.2.b photodiode à avalanche

Contrairement à la photodiode p-i-n, la photodiode à avalanche (APD pour Avalanche Photo Diode) est un dispositif avec gain, c'est-à-dire que le nombre de paires électron-trou collectées est supérieur au nombre de photons absorbés. Le mécanisme de multiplication est lié au phénomène d'ionisation par impact : dans une zone à très fort champ électrique, les porteurs peuvent acquérir une énergie cinétique suffisante pour ioniser – ou exciter – d'autres paires électron-trou qui, à leur tour, peuvent en faire autant. Ce mécanisme est à la base du claquage par effet avalanche des diodes polarisées en inverse.

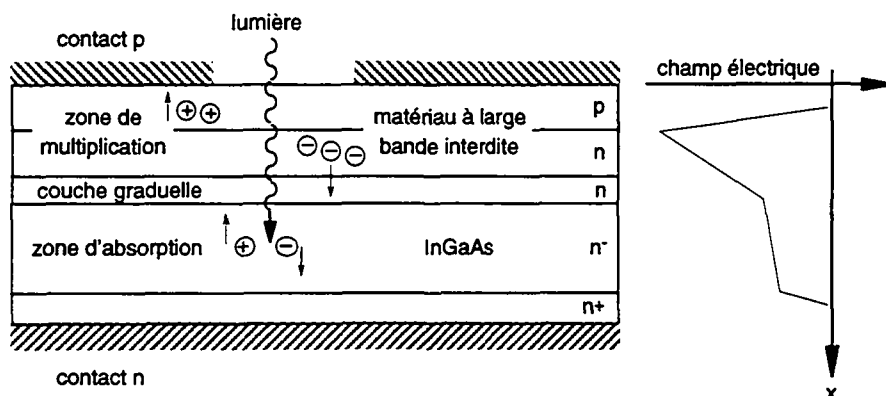


Fig. I.4 Structure schématique d'une photodiode à avalanche avec les zones d'absorption et de multiplication séparées et allure du champ électrique dans la structure.

La faible largeur de bande interdite de l'InGaAs implique un courant de fuite important par effet tunnel sous fort champ électrique[20]. Cette caractéristique a conduit au développement

d'APDs où la zone d'absorption en InGaAs est séparée de la zone de multiplication constituée d'un matériau à bande interdite plus large, par exemple l'InP ( $E_g = 1,35$  eV). Afin d'assurer une transition douce de la bande de valence entre les deux matériaux à largeur de bande interdite différente, une couche graduelle, souvent en InGaAsP, est insérée entre les zones d'absorption et de multiplication (SAGM-APD pour Separate Absorption Grading Multiplication APD), comme illustré à la figure I.4. En plaçant un super-réseau dans la zone de multiplication, Watanabe *et al.* ont présenté une APD dont le produit du gain par la bande passante atteint la valeur record de 150 GHz [21].

Si le gain interne des APDs doit permettre d'augmenter le rapport signal sur bruit du photorécepteur [22], il est aussi responsable d'un facteur d'excès de bruit, car le mécanisme de multiplication est un processus aléatoire [23]. D'autre part, la multiplication des porteurs n'est pas instantanée et la bande passante du dispositif diminue lorsque le gain augmente [24]. Outre que leur structure est relativement complexe, les APDs souffrent aussi du désavantage de nécessiter une tension d'alimentation élevée (typiquement 15 V à 20 V) et surtout bien contrôlée, de façon à assurer un gain stable.

### I.2.2.c photodétecteur métal-semiconducteur-métal (MSM)

Pour ce type de détecteurs, seuls des contacts de surface sont nécessaires : les deux électrodes ont une structure en peigne imbriquées l'une dans l'autre et sont déposées au-dessus de la zone d'absorption pour former deux contacts Schottky tête-bêche (Fig. I.5). Les porteurs photogénérés dans l'InGaAs se déplacent le long de lignes équipotentielles pour rejoindre les électrodes.

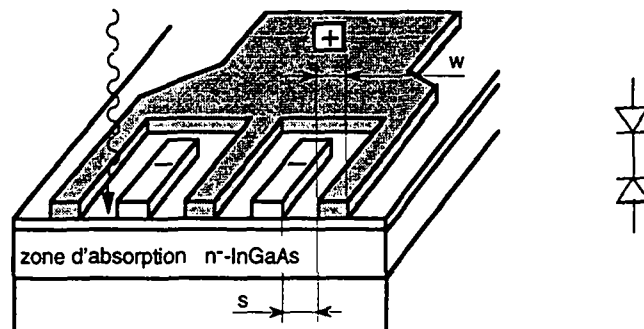


Fig. I.5 Coupe schématique d'un photodétecteur MSM. Afin que les porteurs photogénérés puissent être rapidement collectés par les électrodes, la tension appliquée se situe généralement autour de 10 V.

Compte tenu de la faible hauteur de barrière Schottky de l'InGaAs (Tableau I.1), un contact métallique déposé directement sur ce matériau serait de type ohmique. Pour obtenir un contact avec une caractéristique de diode, une couche supplémentaire est nécessaire entre la zone d'absorption et les électrodes; de bons résultats sont par exemple obtenus avec de l'AlInAs ( $\phi_{bn} \approx 0,8$  eV) qui peut, comme l'InGaAs, être crû en accord de maille sur l'InP [25].

---

Grâce à cette structure planaire, la capacité des détecteurs MSM est faible comparativement à celle des diodes p-i-n et des APDs. Une faible capacité est un atout, tant en ce qui concerne la vitesse de réponse que le bruit du récepteur (voir les paragraphes II.2.2 et II.2.3 au chapitre suivant). La bande passante des MSMs est de ce fait essentiellement dépendante de l'espace  $s$  entre les doigts des électrodes et de la tension appliquée. Elle est toutefois affectée par les trous (porteurs plus lents que les électrons) générés loin des électrodes, là où le champ électrique est faible, et par un éventuel gain dû à des phénomènes de piégeage soit à l'hétéro-interface InGaAs-InAlAs, soit en surface [26].

Comme les électrodes sont généralement opaques, seule une fraction de la lumière incidente, donnée approximativement par  $s / (s + w)$  (Fig. I.5), arrive jusqu'à la zone d'absorption et la responsivité, qui est le rapport entre le photocourant et la puissance optique, de ces détecteurs est limitée. Pour pallier ce problème, il a été proposé d'illuminer les détecteurs MSM depuis leur face arrière. Si la responsivité du dispositif est notablement augmentée, la génération de porteurs à la fois loin et sous les électrodes conduit à une réduction d'environ 50 % de la bande passante [27].

## **I.3 Photorécepteurs**

### **I.3.1 Intégration hybride et monolithique**

Comme il a déjà été dit plus haut, un photorécepteur est un photodétecteur suivi d'un préamplificateur; outre le détecteur, les composants mis en jeu sont donc des transistors et des résistances, ainsi qu'éventuellement des diodes, des capacités et des inductances.

Dans une approche hybride, chaque composant – ou groupe de composants – est réalisé individuellement, puis assemblé aux autres pour former le photorécepteur. Des éléments optimums peuvent donc être utilisés sans avoir de contraintes de compatibilité à respecter; cette latitude permet notamment d'implémenter un réseau entre le détecteur et l'amplificateur, afin de les adapter l'un à l'autre [28]. Le concept du support-mère en silicium (Si), initialement développé pour l'encapsulation de circuits monolithiques, est avantageusement utilisé dans les techniques d'hybridation [29]. Avec des méthodes de fabrication standards en microélectronique, l'emplacement des composants optiques et électriques peut être défini précisément sur le substrat de Si qui sert de support à tous les éléments du circuit; la gravure de sillons en forme de "V" permet également de positionner les fibres optiques [30]. Le support en Si peut accueillir divers circuits intégrés de natures différentes, tels que par exemple des composants optiques à base de matériaux III-V ou de niobate de lithium ( $\text{LiNbO}_3$ ) et des circuits électroniques conventionnels sur silicium.

A l'opposé, un photorécepteur monolithique est réalisé directement sur un substrat unique. Comme des fonctions optiques et électroniques sont réunies, on parle de circuit intégré opto-électronique (OEIC pour Opto-Electronic Integrated Circuit). Les seuls matériaux réunissant à la fois les propriétés optiques et électroniques nécessaires à la réalisation d'OEICs sont actuellement les matériaux III-V. Si l'on se réfère à l'expérience acquise dans la microélectronique sur silicium, l'intégration monolithique devrait apporter des avantages substantiels : réduction des éléments parasites susceptible de dégrader les performances, diminution de la taille du circuit, augmentation du rendement de fabrication et diminution des coûts de production. La complexité et la variété des moyens technologiques à mettre en oeuvre pour réaliser une intégration monolithique opto-électronique semble toutefois encore freiner l'apparition à grande échelle des OEICs sur le marché. En outre, même pour un dispositif monolithique, plus de la moitié du prix total est dû à l'encapsulation [29].

La "querelle" entre les partisans de l'intégration hybride et ceux de l'intégration monolithique sera, comme beaucoup d'autres avant elle, arbitrée par le marché; mais, de tous les OEICs, les photorécepteurs sont les plus proches d'une application commerciale. Selon les projections les plus récentes, les solutions hybrides devraient couvrir la majeure partie des besoins pour les

applications jusqu'à 20 Gbit/s. Par contre, à des débits plus élevés, typiquement 40 Gbit/s, l'approche monolithique sera vraisemblablement préférable [31].

Pour notre part, c'est un photorécepteur monolithique que nous projetons de réaliser.

### I.3.2 Structure du circuit

On distingue principalement deux types de structures pour le circuit préamplificateur d'un photorécepteur à haut débit d'information : la structure haute-impédance avec une résistance d'entrée  $R_{in}$  élevée en série avec le détecteur et la structure transimpédance où l'amplificateur est contre-réactionné par une résistance  $R_f$  (Fig. I.6).

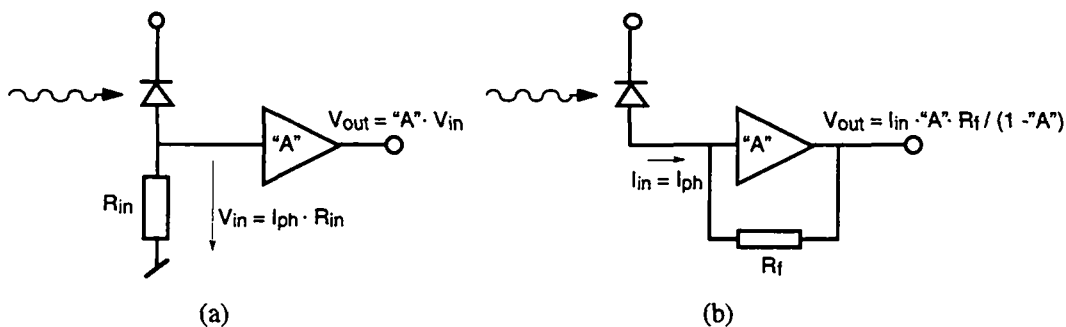


Fig. I.6 Phtorécepteurs pour une détection directe avec un préamplificateur de type haute-impédance (a) et de type transimpédance (b).  $I_{ph}$  est le courant délivré par le détecteur qui résulte des porteurs photogénérés dans sa zone d'absorption. "A" est le gain de la cellule amplificatrice de tension.

Dans le cas de l'amplificateur haute-impédance,  $R_{in}$  convertit le photocourant délivré par le détecteur en une tension qui est amplifiée par "A". Le dimensionnement de  $R_{in}$  est le résultat d'un compromis entre la bande passante et le bruit : pour maximiser la bande passante, il faut une résistance aussi petite que possible afin de réduire la constante de temps RC du système, alors que pour diminuer son bruit thermique,  $R_{in}$  doit être aussi grande que possible. Un étage égaliseur susceptible de compenser la constante de temps RC peut toutefois être ajouté après la cellule amplificatrice "A" [3].

L'ensemble formé par l'amplificateur de tension "A" et la résistance de contre-réaction  $R_f$  est un amplificateur à transimpédance car la sortie est une tension, alors que l'entrée est un courant. Pour le choix de  $R_f$ , le même compromis que pour  $R_{in}$  doit être trouvé, mais l'influence de  $R_f$  sur la bande passante est diminué par le fait que  $R_f$  ramenée à l'entrée de l'amplificateur est divisée par un facteur  $(1 - "A")$ .

La conception du circuit d'amplification du photorécepteur que nous projetons de réaliser fait l'objet d'un autre travail de thèse<sup>†</sup>.

<sup>†</sup>Thèse préparée par B.-U. H. Klepser à l'Ecole Polytechnique Fédérale de Zurich (ETHZ).

### I.3.3 Types de transistor

Pour réaliser un dispositif destiné aux applications à hauts débits d'information, typiquement 20 Gbit/s, essentiellement deux types de transistors peuvent être envisagés comme composant actif de l'amplificateur, à savoir les HEMTs (pour High Electron Mobility Transistors) et les HBTs (pour Heterojunction Bipolar Transistors). Tous deux sont basés sur les propriétés des hétérostructures de matériaux III-V et leur structure épitaxiale est susceptible d'être déposée sur substrat d'InP, tout comme celle des photodétecteurs en InGaAs [32].

#### I.3.3.a HEMT

Les transistors de type HEMT appartiennent à la famille des transistors à effet de champ (FET pour Field Effect Transistor); dans la littérature on les rencontre également sous d'autres dénominations : MODFET (pour MODulation Doped FET), TEGFET (pour Two-dimensional Electron Gas FET) ou encore HFET (pour Heterojunction FET, acronyme pas uniquement utilisé pour les HEMTs). Le principe des HEMTs consiste à séparer spatialement les porteurs libres qui forment le canal de conduction des atomes donneurs. Dans une hétérostructure formée par un matériau dopé à large bande interdite, tel que l'AlInAs, et une couche d'InGaAs non dopée dont la bande interdite est moins large mais l'affinité électronique plus grande, une discontinuité de bande apparaît et conduit à la création d'un gaz bidimensionnel d'électrons dans l'InGaAs, côté AlInAs. La mobilité des électrons  $\mu_n$  étant considérable dans l'InGaAs non dopé (tableau I.1), les propriétés de transport d'une telle structure sont excellentes et, avec un contact Schottky déposé sur l'AlInAs, la densité d'électrons dans le canal peut être contrôlée.

#### I.3.3.b HBT

Comme tous les transistors bipolaires, un HBT est constitué de deux jonctions p-n tête-bêche; pour les applications en hautes-fréquences, les HBT N-p-n sont préférés (car  $\mu_n > \mu_p$ ). L'efficacité d'injection de l'émetteur est un paramètre essentiel des transistors bipolaires et pour un transistor conventionnel, cette efficacité ne peut être améliorée qu'en augmentant le rapport des dopages entre l'émetteur et la base. Dans un HBT par contre, la discontinuité de bande entre un émetteur à large bande interdite, AlInAs ou InP, et la base en InGaAs va favoriser l'injection des électrons depuis l'émetteur et en même temps diminuer l'injection de trous depuis la base. Ainsi, une grande efficacité d'injection de l'émetteur est possible même avec une base très dopée pour réduire sa résistance et un émetteur peu dopé pour diminuer la capacité de jonction.

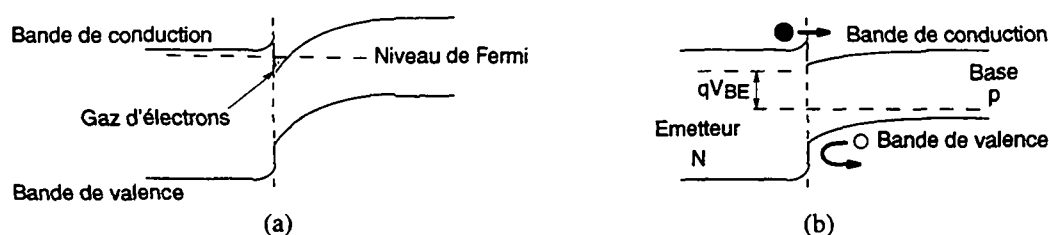


Fig. I.7 Diagrammes de bande de principe d'un HEMT (a) et d'un HBT (b).

## I.4 Architecture choisie et objectifs

Les APDs, malgré l'avantage du gain interne, sont trop complexes et trop sensibles aux conditions de polarisation pour être utilisées avantageusement dans un photorécepteur monolithique. Par contre, on trouve dans la littérature des diodes p-i-n intégrées avec des HEMTs sur substrat InP [33-37], des détecteurs MSM avec des HEMTs sur substrat InP [38,39], ainsi que sur substrat d'arséniure de gallium (GaAs) [40] et des diodes p-i-n avec des HBTs sur substrat InP [41,42]. Les progrès réalisés dans la maîtrise des technologies d'intégration monolithique permettent d'obtenir des sensibilités de -20 dBm et plus à un taux de transmission de 10 Gbit/s (pour un BER de  $10^{-9}$ ) pour les filières p-i-n-HEMT et p-i-n-HBT évoquées ci-dessus. Ces résultats sont tout à fait comparables aux meilleurs assemblages hybrides [28,43].

Malgré leur structure planaire sensée faciliter l'intégration avec des HEMTs, les détecteurs MSM avec une zone d'absorption en InGaAs semblent encore manquer de maturité; en outre, Rogers a montré qu'aux hautes fréquences ( $> 10$  GHz), la mauvaise responsivité des détecteurs MSMs n'était plus compensée par leur faible capacité et qu'en conséquence l'utilisation d'un détecteur MSM au lieu d'une diode p-i-n n'améliorait pas la sensibilité du récepteur [44].

Le choix entre HEMT et HBT est plus délicat. De par leur structure, les HBTs sont proches des photodiodes p-i-n et une évaluation du bruit d'un récepteur montre que des transistors bipolaires sont en principe préférables à des transistors à effet de champ pour les applications à hauts débits [45]. Néanmoins, la croissance [46], ainsi que la fabrication d'un HBT optimisé [47] est un défi technologique difficile à relever et actuellement les HEMTs présentent les meilleurs résultats tant en termes de vitesse que de niveau de bruit [48].

Le but de ce travail est de réaliser un photorécepteur monolithique pour la détection directe dans un système de télécommunications optiques dans la fenêtre 1,3  $\mu\text{m}$ -1,55  $\mu\text{m}$ . Pour la simplicité de sa structure et sa robustesse, nous avons choisi un détecteur de type p-i-n InGaAs/InP et comme le HEMT AlInAs/InGaAs/InP est un dispositif bien maîtrisé à l'Institut de Micro- et Optoélectronique (IMO), il sera à la base de l'amplificateur du photorécepteur.

Malgré la différence d'épaisseur entre une structure p-i-n ( $\geq 1\mu\text{m}$ ) et une structure HEMT ( $\leq 0,5\mu\text{m}$ ), l'intégration monolithique de ces deux composants doit déboucher sur une plaquette avec une surface plane. Cette exigence est nécessaire afin d'assurer la compatibilité avec la technique standard de photolithographie par contact. Il nous paraît aussi essentiel de pouvoir optimiser chacun des dispositifs indépendamment l'un de l'autre. En plus d'éviter tout compromis susceptible de dégrader les performances, cela doit permettre de conférer un potentiel d'évolution à la technologie d'intégration développée dans le cadre de ce travail. Les performances escomptées de notre photorécepteur sont une bande passante de 20 GHz avec un gain de transimpédance de 60 dB $\Omega$ , une densité équivalente de courant de bruit de 30 pA/ $\sqrt{\text{Hz}}$ , une sensibilité de -20 dBm à 10 Gbit/s et une responsivité du détecteur supérieure à 0,4 A/W.



## Bibliographie du chapitre I

- [1] B. E. A. Saleh and M. C. Teich, *"Fiber-Optic Communications"*, chap. 22 in *"Fundamentals of Photonics"*, John Wiley & Sons, New York, 1991.
- [2] J. Gower, *"Optical Communication Systems"*, Prentice-Hall International, Inc., London, 1984.
- [3] J. Senior, *"Optical Fiber Communications"*, Prentice-Hall International, Inc., London, 1985.
- [4] D. N. Payne, R. I. Laming, D. J. Richardson and A. Grudinin, *"Unleashing the Full Capacity of the Installed Fibre Base"*, Proc. of the 19th European Conference on Optical Communication (ECOC'93), 1993, pp. 92-94, vol.1.
- [5] M. J. Guy, S. V. Chernikov, J. R. Taylor, D. G. Moodie and R. Kashyap, *"1.2ps pulses at low base repetition rates for 100Gbit/s per channel optical communications networks"*, Electron. Lett., **31** (25), pp. 2190-2191, 1995.
- [6] T. Okiyama, H. Nishimoto, I. Yokota and T. Touge, *"Evaluation of 4-Gbit/s Optical Fiber Transmission Distance with Direct and External Modulation"*, J. Lightwave Technol., **LT-6** (11), pp. 1686-1692, 1988.
- [7] S. Fujita, M. Kitamura, T. Torikai, N. Henmi, H. Yamada, T. Susaki, I. Takano and M. Shikada, *"10 Gbit/s, 100 km Optical Fibre Transmission Experiment Using High-Speed MQW DFB-LD and Back-Illuminated GaInAs APD"*, Electron. Lett., **25** (11), pp. 702-703, 1989.
- [8] R. Heidemann, *"Investigations on the Dominant Dispersion Penalties Occuring in Multigigabit Direct Detection Systems"*, J. Lightwave Technol., **LT-6** (11), pp. 1693-1697, 1988.
- [9] W. H. Loh, R. I. Laming, X. Gu, M. N. Zervas, M. J. Cole, T. Widdowson and A. D. Ellis, *"10cm chirped fibre Bragg grating for dispersion compensation at 10Gbit/s over 400km of non-dispersion shifted fibre"*, Electron. Lett., **31** (25), pp. 2203-2204, 1995.
- [10] L. F. Mollenauer, P. V. Mamyshev and M. J. Neubelt, *"Demonstration of soliton WDM transmission at 6 and 7 x 10Gbit/s, error free over transoceanic distances"*, Electron. Lett., **32** (5), pp. 471-473, 1996.
- [11] M. C. Tatham, G. Sherlock and L. D. Westbrook, *"Compensation of Fibre Chromatic Dispersion by Mid-Way Spectral Inversion in a Semiconductor Laser Amplifier"*, Proc. of the 19th European Conference on Optical Communication (ECOC'93), 1993, pp. 61-64, vol.3.
- [12] K. Hagimoto, T. Kataoka, Y. Miyamoto, K. Sato and K. Noguchi, *"Ultra-High-Speed Modulation Technology for IM/DD Systems"*, Proc. of the 19th European Conference on Optical Communication (ECOC'93), 1993, pp. 9-12, vol. 2.
- [13] R. A. Linke and A. Gnauck, *"High-Capacity Coherent Lightwave Systems"*, J. Lightwave Technol., **LT-6** (11), pp. 1750-1769, 1988.

- 
- [14] U. Hilbk, T. Hermes, P. Meissner, F. J. Westphal, G. Jacumeit, R. Stenzel and G. Unterbörsch, "*First System Experiments with a Monolithically Integrated Tunable Polarization Diversity Heterodyne Receiver OEIC on InP*", IEEE Photon. Technol. Lett., **7** (1), pp. 129-131, 1995.
  - [15] M. Hamacher, D. Trommer, H. Heidrich, P. Albrecht, G. Jacumeit, W. Passenberg, H. Röhle, H. Schroeter-Janssen, R. Stenzel and G. Unterbörsch, "*First Heterodyne Receiver Frontend Module Including a Polarization Diversity Receiver OEIC on InP*", IEEE Photon. Technol. Lett., **7** (2), pp. 179-181, 1995.
  - [16] R. S. Vodhanel, A. F. Elfraie, M. Z. Iqbal, R. E. Wagner, J. L. Gimlett and S. Tsuji, "*Performance of Directly Modulated DFB Lasers in 10-Gb/s ASK, FSK and DPSK Lightwave Systems*", J. Lightwave Technol., **LT-8** (9), pp. 1379-1386, 1990.
  - [17] O. K. Tonguz and R. E. Wagner, "*Equivalence Between Preamplified Direct Detection and Heterodyne Receivers*", IEEE Photon. Technol. Lett., **3** (9), pp. 835-837, 1991.
  - [18] Edited by P. Bhattacharya, "*Properties of Lattice-Matched and Strained Indium Gallium Arsenide*", INSPEC, London, 1993.
  - [19] Y.-G. Wey, K. S. Giboney, J. E. Bowers, M. J. W. Rodwell, P. Silvestre, P. Thiagarajan and G. Y. Robinson, "*108-GHz GaInAs/Inp p-i-n Photodiodes with Integrated Bias Tees and Matched Resistors*", IEEE Photon. Technol. Lett., **5** (11), pp. 1310-1312, 1993.
  - [20] S. R. Forrest, M. DiDomenico Jr., R. G. Smith and H. J. Stocker, "*Evidence for tunneling in reverse-biased III-V photodetector diodes*", Appl. Phys. Lett., **36** (7), pp. 580-582, 1980.
  - [21] I. Watanabe, M. Tsuji, K. Makita and K. Taguchi, "*Gain-Bandwidth Product Analysis of InAlGaAs-InAlAs Superlattice Avalanche Photodiodes*", IEEE Photon. Technol. Lett., **8** (2), pp. 269-271, 1996.
  - [22] W. T. Tsang, "*High-Speed Photonic Devices*", chap. 10 in "High-Speed Semiconductor Devices", edited by S. M. Sze, John Wiley & Sons, New York, 1990.
  - [23] B. E. A. Saleh and M. C. Teich, "*Semiconductor Photon Detectors*", chap. 17 in "Fundamentals of Photonics", John Wiley & Sons, New York, 1991.
  - [24] J. C. Campbell, B. C. Johnson, G. J. Qua and W. T. Tsang, "*Frequency Response of InP/InGaAsP/InGaAs Avalanche Photodiodes*", J. Lightwave Technol., **7** (5), pp. 778-784, 1989.
  - [25] Edited by M. Dagenais, R. F. Leheny and J. Crow, "*Integrated Optoelectronics*", Academic Press, San Diego, 1995.
  - [26] J. B. D. Soole and H. Schumacher, "*InGaAs Metal-Semiconductor-Metal Photodetectors for Long Wavelength Optical Communications*", IEEE J. Quantum electron., **27** (3), pp. 737-751, 1991.
  - [27] M. C. Hargis, S. E. Ralph, J. Woodall, D. McInturff, A. J. Negri and P. Haugsjaa, "*Temporal and Spectral Characteristics of Back-Illuminated InGaAs Metal-Semiconductor-Metal Photodetectors*", IEEE Photon. Technol. Lett., **8** (1), pp. 110-112, 1996.
  - [28] M. S. Park and R. A. Minasian, "*Ultralow Noise 10 Gb/s p-i-n-HEMT Optical Receiver*", IEEE Photon. Technol. Lett., **5** (2), pp. 161-162, 1993.

- 
- [29] M. Erman, "Monolithic vs Hybrid Approach for Photonic Circuits", Proc. of the 6th European Conference on Integrated Optics (ECIO'93), 1993, pp. 2-1-2-3.
  - [30] W. Hunziker, W. Vogt and H. Melchior, "Self-Aligned Optical Flip-Chip OEIC Packaging Technologies", Proc. of the 19th European Conference on Optical Communication (ECOC'93), 1993, pp. 84-91, vol.1.
  - [31] A. Scavennec, L. Giraudet and E. Legros, "InP Electronic Preamplifiers in Photoreceiver Application", Proc. of the 8th Int. Conf. InP and Rel. Mat., 1996, pp. 427-430.
  - [32] Edited by F. Ali and A. Gupta, "HEMTs and HBTs: Devices, Fabrication, and Circuits", Artech House, Boston, 1991.
  - [33] Y. Zebda, R. Lai, P. Bhattacharya, D. Pavlidis, P. R. Berger and T. Brock, "Monolithically Integrated InP-Based Front-End Photoreceivers", IEEE Trans. Electron Dev., **ED-38** (6), pp. 1324-1332, 1991.
  - [34] H. Yano, G. Sasaki, N. Nishiyama, M. Murata, H. Kamiyama and H. Hayashi, "5 Gbit/s Four-Channel Receiver Optoelectronic Integrated Circuit Array for Long-Wavelength Lightwave Systems", Electron. Lett., **28** (5), pp. 503-504, 1992.
  - [35] N. K. Dutta, J. Lopata, P. R. Berger, S. J. Wang, P. R. Smith, D. L. Sivco and A. Y. Cho, "10 GHz bandwidth monolithic p-i-n modulation-doped field effect transistor photoreceiver", Appl. Phys. Lett., **63** (15), pp. 2115-2116, 1993.
  - [36] Y. Akahori, M. Ikeda, A. Kohzen and Y. Akatsu, "11 GHz ultrawide-bandwidth monolithic photoreceiver using InGaAs pin PD and InAlAs/InGaAs HEMTs", Electron. Lett., **30** (3), pp. 267-268, 1994.
  - [37] D. Kaiser, F. Besca, H. Grosskopf, I. Gyuro, J.-H. Reemtsma and W. Kuebart, "Noise and small-signal performance of three different monolithic InP-based 10 Gbit/s photoreceivers OEICs", Electron. Lett., **30** (24), pp. 2070-2072, 1994.
  - [38] W.-P. Hong, G.-K. Chang, R. Bhat, C. K. Nguyen and M. Koza, "Monolithically Integrated Waveguide-MSM Detector-HEMT Amplifier Receiver for Long-Wavelength Lightwave Systems", IEEE Photon. Technol. Lett., **3** (2), pp. 153-158, 1991.
  - [39] P. Fay, W. Wohlmuth, C. Caneau and I. Adesida, "15GHz monolithic MODFET-MSM integrated photoreceiver operating at 1.55 $\mu$ m wavelength", Electron. Lett., **31** (9), pp. 755-756, 1995.
  - [40] V. Hurm, W. Benz, M. Berroth, W. Bronner, T. Fink, M. Haupt, K. Köhler, M. Ludwig, B. Raynor and J. Rosenzweig, "10 Gbit/s Long Wavelength Monolithic Integrated Optoelectronic Receiver Grown on GaAs", Proc. of the 8th Int. Conf. InP and Rel. Mat., 1996, pp. 435-438.
  - [41] J. Cowles, A. L. Guitierrez-Aitken, P. Bhattacharya and G. I. Haddad, "7.1 GHz Bandwidth Monolithically Integrated In<sub>0.53</sub>Ga<sub>0.47</sub>As/In<sub>0.52</sub>Al<sub>0.48</sub>As PIN-HBT Transimpedance Photoreceiver", IEEE Photon. Technol. Lett., **6** (8), pp. 963-965, 1994.
  - [42] L. M. Lunardi, S. Chandrasekhar, A. H. Gnauk, C. A. Burrus, R. A. Hamm, J. W. Sulhoff and J. L. Zyskind, "A 12-Gb/s High-Performance, High-Sensitivity Monolithic p-i-n/HBT Photoreceiver Module for Long-Wavelength Transmission Systems", IEEE Photon. Technol. Lett., **7** (2), pp. 182-184, 1995.

- 
- [43] T. Y. Yun, J. H. Han and M. S. Park, "*10 Gbit/s optical receiver of lossless tuned pin-HEMT with high performance*", *Electron. Lett.*, **31** (19), pp. 1688-1689, 1995.
  - [44] D. L. Rogers, "*Integrated Optical Receivers using MSM Detectors*", *J. Lightwave Technol.*, **LT-9** (12), pp. 1635-1638, 1991.
  - [45] R. G. Smith and S. D. Personick, "*Receiver Design for Optical Fiber Communication Systems*", chap. 4 in *Topics in Applied Physics* vol. 39 "*Semiconductor Devices for Optical Communication*", edited by H. Kressel, Springer-Verlag, Berlin, 1982.
  - [46] Propos de S. Chandrasekhar recueillis par R. A. Metzger in, "*OEIC Photoreceivers*", *Compound Semiconductors*, **2** (1), pp. 18-20, 1996.
  - [47] J. C. Cowles, W. L. Chen, G. O. Munns and G. I. Haddad, "*InAlAs/InGaAs Heterojunction Bipolar Transistors Grown by Chemical Beam Epitaxy (CBE)*", *Proc. of the 5th Int. Conf. InP and Rel. Mat.*, 1993, pp. 385-388.
  - [48] S. Takamiya, N. Yoshida, N. Hayafuji, T. Sonoda and S. Mitsui, "*Overview of Recent Development of HEMTs in the mm-Wave Range*", *Solid State Electron.*, **38** (9), pp. 1581-1588, 1995.

## II PHOTODIODES p-i-n InGaAs / InP

Dans ce chapitre, le principe de fonctionnement des photodiodes de type p-i-n sera d'abord brièvement décrit, puis l'intérêt des hétérojonctions dans ce genre de dispositif sera mis en évidence. Dans la deuxième section, le rendement de conversion optique-électrique et la vitesse de réponse seront évalués pour différentes structures; l'influence de la photodiode sur la sensibilité d'un système de réception sera également abordée. Finalement, nous présenterons et discuterons la structure p-i-n utilisée tout au long de ce travail.

### II.1 Principe de fonctionnement

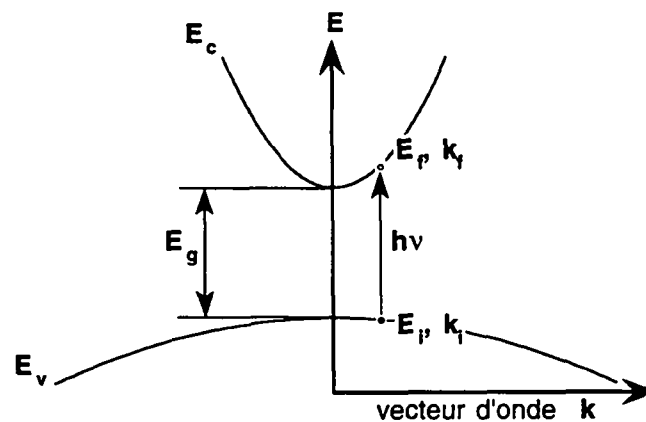
#### II.1.1 Absorption et collection

Lorsqu'un semi-conducteur est illuminé, le flux lumineux  $\phi_0$  qui pénètre à la surface est atténué au fur et à mesure de son absorption par le matériau :

$$\phi(x) = \phi_0 \cdot \exp[-\alpha(\lambda)x] \quad (\text{II.1})$$

où  $\alpha(\lambda)$  est le coefficient d'absorption du matériau qui dépend de la longueur d'onde  $\lambda$ .

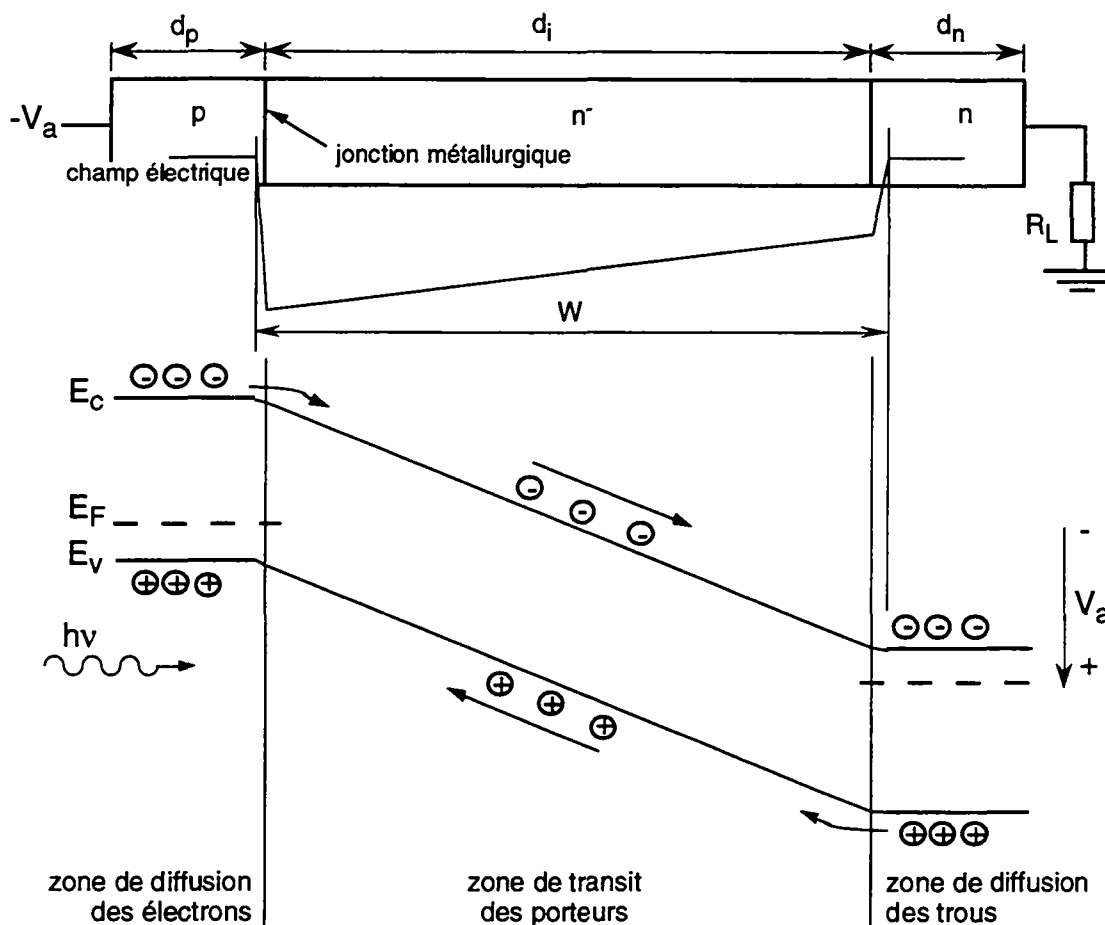
Plusieurs mécanismes d'absorption sont possibles, mais pour un matériau à structure de bande directe tel que l'InGaAs et pour des photons d'énergie  $h\nu$  supérieure à la largeur de bande interdite  $E_g$ , il s'agit principalement d'absorption interbande fondamentale (Fig. II.1) : un photon excite un électron situé dans un état de la bande de valence ( $E_i, k_i$ ) vers un état de la bande de conduction ( $E_f, k_f = k_i$ ).



**Fig. II.1** Transition directe lors de l'absorption interbande fondamentale d'un photon d'énergie  $h\nu > E_g$ .  $E_c$  et  $E_v$  représentent les bandes de conduction et de valence, tandis que  $E_i$ ,  $E_f$ ,  $k_i$  et  $k_f$  sont respectivement l'énergie initiale et finale et le vecteur d'onde initial et final de l'électron excité.

On a :  $E_f = E_i + h\nu$  et  $k_f = k_i$ .

La structure de diode p-i-n la plus simple consiste en une couche intrinsèque (en fait non intentionnellement dopée et généralement de type légèrement n) prise en sandwich entre une couche fortement dopée p et une couche fortement dopée n. Suite à l'application d'une tension inverse suffisante, la zone non dopée d'épaisseur  $d_i$  est totalement déplétée et un fort champ électrique s'établit entre le côté n et le côté p de la structure.



**Fig. II.2** Structure schématique, allure du champ électrique et diagramme de bande d'une photodiode p-i-n à jonctions abruptes sous polarisation inverse. Le mécanisme de génération de porteurs sous l'effet de la lumière ( $h\nu > E_g$ ) est symbolisé par l'apparition d'électrons et trous libres supplémentaires.

Dans la structure de diode de la figure II.2, des porteurs sont générés par absorption de photons dans les trois zones p, i et n. Le photocourant total  $I_{ph}$ , qui se superpose au courant d'obscurité  $I_{obs}$  de la photodiode, est dû aux trous qui atteignent le contact p et aux électrons qui atteignent le contact n. Les porteurs créés dans la zone non dopée sont immédiatement dissociés et balayés vers les contacts par le champ électrique qui règne dans cette zone. Les électrons et trous générés respectivement dans les zones p et n doivent d'abord diffuser vers le bord de la région déplétée (processus lent en regard de la conduction due au champ), puis, s'ils ne se sont pas recombinés, eux aussi être collectés par les contacts après avoir traversé la zone de champ. Par conséquent, pour augmenter à la fois l'efficacité de conversion de l'énergie lumineuse en énergie électrique et la vitesse de réponse du dispositif, il faut favoriser

l'absorption de photons dans la zone faiblement dopée. Il est donc important de minimiser l'épaisseur de la zone fortement dopée qui se trouve du côté par lequel la lumière pénètre dans le dispositif.

### II.1.2 Photodiodes à hétérojonction

Pour éviter toute absorption dans les couches de contact p et n, un autre moyen consiste à utiliser deux matériaux avec des bandes interdites de largeur différente pour les zones de collection et pour la zone intrinsèque d'absorption. On parle dans ce cas de photodiode à hétérojonction. Le diagramme de bande, calculé pour une polarisation inverse de 5 V, d'une photodiode p-i-n basée sur ce principe est présenté à la figure II.3. Ainsi, si la largeur de la bande interdite de l'InGaAs est de 0,75 eV, celle de l'InP est 1,35 eV; de ce fait, la lumière dont la longueur d'onde est située entre 0,92  $\mu\text{m}$  et 1,65  $\mu\text{m}$  pourra traverser l'InP quasiment sans atténuation (les zones p et n sont dans ce cas des fenêtres optiques) et être fortement absorbée dans l'InGaAs faiblement dopé.

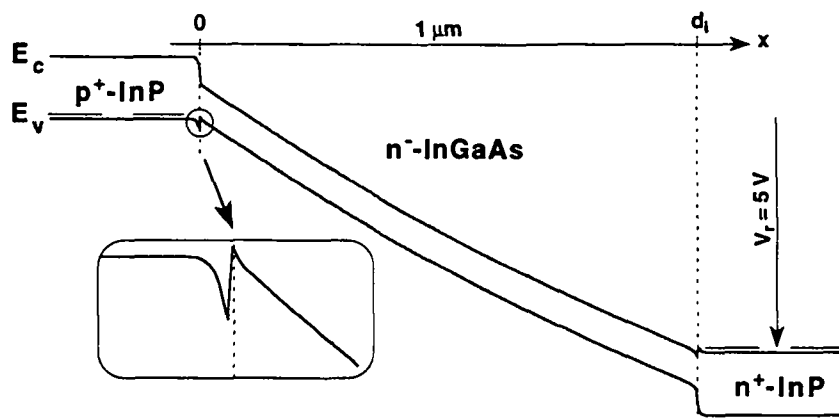


Fig. II.3 Diagramme de bande, calculé numériquement [1], d'une photodiode p-i-n à hétérojonctions p<sup>+</sup>-InP/n<sup>-</sup>-InGaAs/n<sup>+</sup>-InP sous une tension appliquée de -5 V (les niveaux de dopage sont respectivement  $3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ,  $2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  et  $3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ). Le détail représente un agrandissement de la discontinuité de la bande de valence à l'hétérojonction p<sup>+</sup>-InP/n<sup>-</sup>-InGaAs.

Avec cette structure, toute composante de diffusion du photocourant est éliminée, mais elle n'est néanmoins pas sans inconvénients. Le diagramme de bande met en évidence le risque de piégeage des trous à l'interface p<sup>+</sup>-InP/n<sup>-</sup>-InGaAs dû à la discontinuité de la bande de valence  $\Delta E_v = 0,34 \text{ eV}$  [2]. Un tel piégeage peut entraîner une augmentation du temps de réponse du dispositif et pour y remédier plusieurs solutions sont envisageables. La jonction p<sup>+</sup>-n<sup>-</sup> peut être placée dans le ternaire InGaAs, mais très près de la fenêtre InP; l'hétérojonction p<sup>+</sup>-InP/p<sup>+</sup>-InGaAs est alors aisément franchissable par effet tunnel puisque sa largeur est de l'ordre de 10 nm [3]. Une méthode plus complexe pour abaisser la hauteur de barrière consiste à utiliser une jonction graduelle comportant une ou plusieurs couches de quaternaire InGaAsP [4]. Le risque de piégeage des électrons à l'hétérojonction n<sup>-</sup>-InGaAs/n<sup>+</sup>-InP est quant à lui

négligeable, car la discontinuité de la bande de conduction à cette hétérojonction n'est que de 0,2 eV et la masse effective des électrons est plus faible que celle des trous.

Outre ce risque de piégeage des trous, l'InP, même fortement dopé p, ne permet pas d'obtenir des contacts ohmiques à faible résistivité (typiquement  $10^{-4} \Omega \cdot \text{cm}^2$ ), ce qui peut être critique pour des photodiodes de petite surface. Pour pallier ce désavantage, une couche de p<sup>+</sup>-InGaAs de contact est fréquemment ajoutée à la structure de la figure II.3 [5]. Dans ce cas, il y a deux hétérojonctions InGaAs/InP du côté p qui doivent être aussi graduelles que possible afin de minimiser, pour l'une, la résistance de contact [6] et pour l'autre, le risque de piégeage des trous.



## II.2 Caractéristiques générales

### II.2.1 Rendement quantique

Le rendement quantique externe  $\eta_e$  d'un photodétecteur est défini comme le rapport entre le nombre de charges élémentaires collectées et le nombre de photons incidents :

$$\eta_e = \frac{I_{ph}}{P_{opt}} \frac{hc}{q\lambda} = R_0 \frac{hc}{q\lambda} \quad (II.2)$$

où  $P_{opt}$  est la puissance optique incidente,  $h$  la constante de Planck et  $c$  la vitesse de la lumière.  $R_0 = I_{ph}/P_{opt}$  est la responsivité du détecteur en A/W. On définit également un rendement quantique interne  $\eta_i$  qui diffère du rendement quantique externe par le fait que seuls les photons pénétrant effectivement dans la structure (flux  $\phi_0$ ) sont pris en compte :

$$\eta_i = \frac{I_{ph}}{q \phi_0} \quad (II.3)$$

Autrement dit, le rendement quantique interne représente la probabilité qu'un photon arrivant dans le détecteur de générer une paire électron-trou. Finalement, le rendement externe peut s'exprimer de la manière suivante par rapport au rendement interne :

$$\eta_e = \eta_i (1 - R_{if})(S / A) \quad (II.4)$$

où  $R_{if}$  est le coefficient de réflexion à l'interface air-semiconducteur (une partie seulement de la puissance optique incidente pénètre dans la structure),  $S$  représente la surface photosensible du détecteur et  $A$  son aire totale. Le dernier terme de l'expression (II.4) est dû à l'effet d'ombrage du contact provoqué par la métallisation si elle recouvre une partie de la zone active.

Dans le cas où l'absorption est uniquement de type interbande fondamental tel que représenté à la figure II.1, chaque photon absorbé va générer une paire électron-trou. Compte tenu de l'équation (II.1), le taux de génération  $G(x)$  de telles paires est :

$$G(x) = \phi_0 \alpha e^{-\alpha x} \quad (II.5)$$

Si la génération de porteurs n'a lieu que dans la zone intrinsèque d'épaisseur  $d_i$  totalement déplétée d'une photodiode p-i-n sous polarisation inverse, le temps nécessaire aux porteurs pour traverser cette zone est inférieur à leur durée de vie et le taux de recombinaison peut être considéré comme nul. De même, dès que la tension appliquée est supérieure au potentiel thermodynamique  $kT/q$  ( $= 26$  mV à température ambiante), la composante de diffusion du courant est négligeable [7]. Le photocourant, dit de transit, est alors simplement donné par :

$$I_{ph,tr} = q \int_0^{d_i} G(x) dx = q \phi_0 (1 - e^{-\alpha d_i}) \quad (II.6)$$

En reportant cette expression du photocourant dans (II.3), on a immédiatement le rendement quantique interne :

$$\eta_i = (1 - e^{-\alpha d_i}) \quad (II.7)$$

On remarque que, sous réserve des hypothèses faites ci-dessus, le rendement quantique interne ne dépend que du coefficient d'absorption et de l'épaisseur de la zone intrinsèque. Cette dernière doit être aussi large que possible pour augmenter le rendement de conversion optique-électrique.

### II.2.2 Vitesse de réponse

La vitesse de réponse des photodiodes p-i-n est limitée par quatre phénomènes :

- le temps de diffusion vers la zone de charge d'espace des porteurs générés dans les zones où le champ électrique est nul
- le temps de réémission des trous piégés à l'hétérojonction InP/InGaAs
- le temps de transit des porteurs à travers la zone de charge d'espace
- le temps de chargement et de déchargement des capacités (principalement la capacité de jonction de la photodiode) à travers les résistances (principalement la résistance de charge) du circuit électrique.

Nous avons montré ci-dessus comment une structure de diode bien conçue permettait d'éviter toute composante de diffusion du courant, ainsi que le piégeage des trous. Aussi, seuls les deux derniers mécanismes seront détaillés dans ce qui suit.

#### II.2.2.a transit des porteurs

La vitesse de dérive des porteurs en fonction du champ électrique  $\mathcal{E}$  dans l'InGaAs faiblement dopé ( $n \approx 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ) à température ambiante est donnée par les relations empiriques suivantes [3] :

- pour les électrons

$$v_n(\mathcal{E}) = \frac{\mu_n \mathcal{E} + \beta v_{sat,n} \mathcal{E}^\gamma}{1 + \beta \mathcal{E}^\gamma} \quad (II.8)$$

- pour les trous

$$v_p(\mathcal{E}) = v_{sat,p} \tanh\left(\frac{\mu_p \mathcal{E}}{v_{sat,p}}\right) \quad (II.9)$$

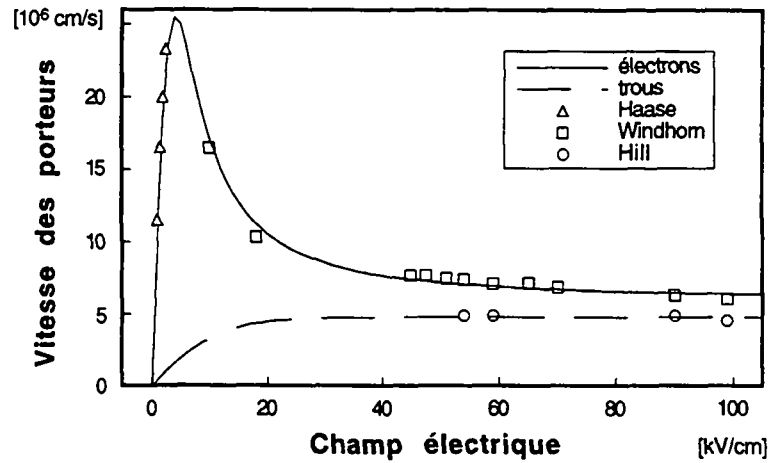
où :  $\mu_n = 10'000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  est la mobilité des électrons [8]

$\mu_p = 400 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  est la mobilité des trous ( $\mu_n = 25 \mu_p$  [9])

$v_{\text{sat},n} = 6 \cdot 10^6$  cm/s est la vitesse de saturation des électrons [10]

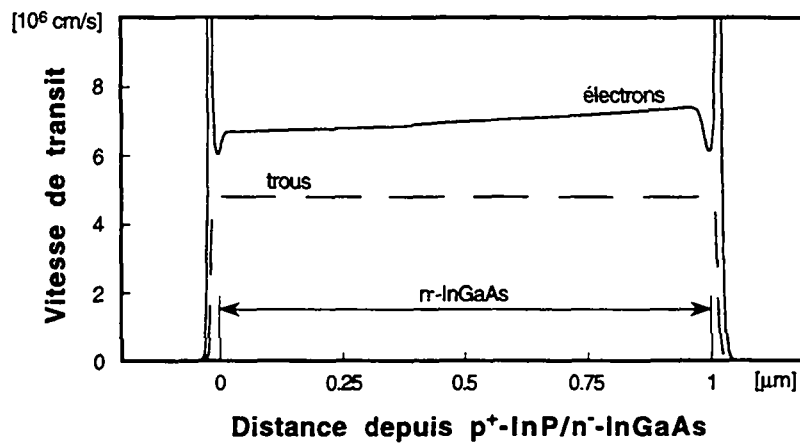
$v_{\text{sat},p} = 4,8 \cdot 10^6$  cm/s est la vitesse de saturation des trous [11]

$\beta = 7,4 \cdot 10^{-10}$  et  $\gamma = 2,5$  sont des paramètres d'ajustement sans dimension.



**Fig. II.4** Dépendance de la vitesse de dérive des électrons et des trous avec le champ électrique dans l'InGaAs faiblement dopé. Les courbes sont calculées à partir des équations (II.8) et (II.9), respectivement pour les électrons et les trous. Les valeurs expérimentales sont issues des références [10-12].

En utilisant le champ électrique calculé de la structure p-i-n dont le diagramme de bande est montré à la figure II.3, on peut évaluer la vitesse des porteurs en fonction de leur position dans l'InGaAs faiblement dopé.



**Fig. II.5** Vitesse de transit des porteurs à travers la zone d'absorption n<sup>-</sup>-InGaAs de la photodiode p-i-n à double hétérojonction InP/InGaAs de la figure II.3. La vitesse de transit est évaluée à partir du champ électrique calculé pour une polarisation inverse de 5 V.

On constate sur la figure II.5 que déjà pour une polarisation de -5 V, le champ électrique dans la zone d'absorption est suffisamment homogène pour que l'on puisse considérer que la vitesse de transit des porteurs est constante dans cette zone :

$$v_{n,tr} = 7 \cdot 10^6 \text{ cm / s}$$

$$v_{p,tr} = v_{sat,p} = 4,8 \cdot 10^6 \text{ cm / s}$$

Comme les deux types de porteurs n'ont pas la même vitesse de transit, le temps de réponse de la photodiode va dépendre du côté – p ou n – par lequel arrive le flux lumineux.

Considérons un taux de génération des porteurs tel qu'en (II.5), mais avec un flux de lumière incident modulé dans le temps selon une fonction cosinusoidale :

$$G(x,t) = \phi_0 (1 + m \cdot \cos \omega t) \alpha e^{-\alpha x} = \phi_0 \alpha e^{-\alpha x} \text{Re}(1 + m \cdot e^{j\omega t}) \quad (\text{II.10})$$

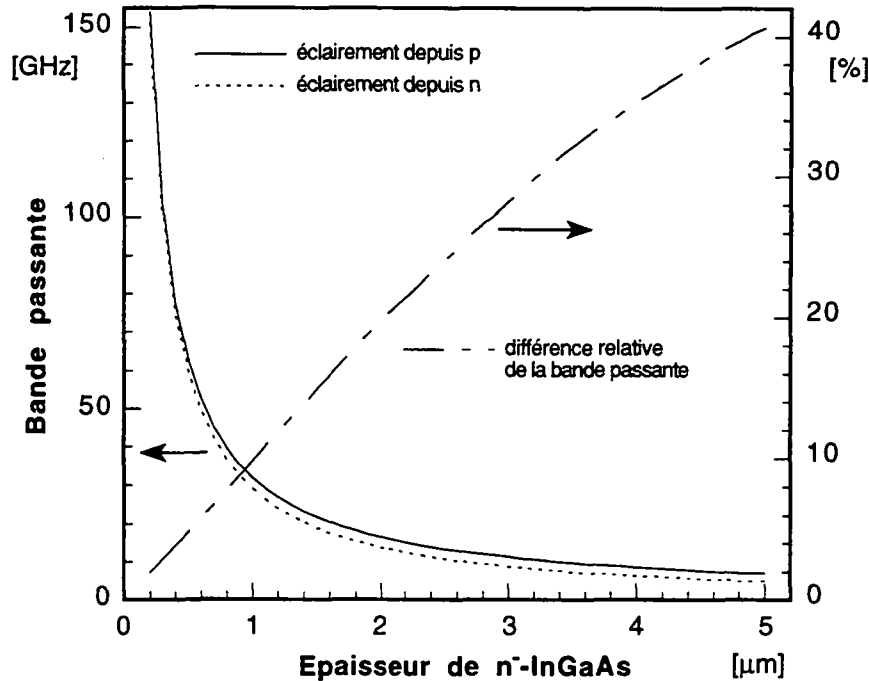
où  $m \leq 1$  est l'indice de modulation et  $\omega = 2\pi f$  est la pulsation angulaire et  $f$  la fréquence de modulation.

Pour évaluer la valeur du photocourant en fonction du temps, il faut résoudre les équations de continuité pour les concentrations des électrons et des trous avec  $G(x,t)$ . En faisant les mêmes hypothèses qu'au paragraphe II.2.1 (taux de recombinaison nul et courant de conduction uniquement), les équations de continuité deviennent linéaires et l'on obtient ainsi une expression analytique pour la fonction de transfert harmonique du photocourant de transit  $H_{ph,tr}(j\omega)$ . Avec une vitesse des porteurs supposée constante pendant leur transit et pour un flux lumineux pénétrant dans la photodiode par le côté p, on a [7,13] :

$$H_{ph,tr}(j\omega) = q \phi_0 \left[ \frac{1 - e^{-\alpha d_i - j\omega d_i / v_{p,tr}}}{\alpha d_i + j\omega d_i / v_{p,tr}} - e^{-\alpha d_i} \frac{1 - e^{-j\omega d_i / v_{p,tr}}}{j\omega d_i / v_{p,tr}} + \frac{1 - e^{-j\omega d_i / v_{n,tr}}}{j\omega d_i / v_{n,tr}} + e^{-\alpha d_i} \frac{1 - e^{\alpha d_i - j\omega d_i / v_{n,tr}}}{\alpha d_i - j\omega d_i / v_{n,tr}} \right] \quad (\text{II.11})$$

Pour  $\omega$  tendant vers 0, le terme entre crochets est égal au rendement quantique interne et on retrouve l'expression (II.6) du photocourant de transit pour un flux constant. La fonction de transfert dans le cas d'une illumination depuis le côté n s'obtient simplement en permutant  $v_{p,tr}$  et  $v_{n,tr}$  dans (II.11).

La bande passante – définie comme la fréquence de coupure à -3 dB du module de la fonction de transfert – d'une photodiode p-i-n InGaAs/InP dont la vitesse de réponse n'est limitée que par le transit des porteurs à travers la zone intrinsèque est montrée à la figure II.6 pour  $d_i$  entre 0,2  $\mu\text{m}$  et 5  $\mu\text{m}$ . On remarque que la différence de bande passante entre un éclairage depuis le côté p et un éclairage depuis le côté n n'est significative (> 10 %) que pour des épaisseurs  $d_i$  supérieures à 1  $\mu\text{m}$ .



**Fig. II.6** Bande passante due au transit des porteurs en fonction de l'épaisseur  $d_i$  de n-InGaAs d'une photodiode p-i-n InGaAs/InP; la zone d'absorption est supposée totalement déplétée. La longueur d'onde considérée est de  $1,55 \mu\text{m}$  ( $\alpha = 0,68 \mu\text{m}^{-1}$  [14]) et la lumière arrive soit du côté p, soit du côté n de la structure ( $v_{n,tr} = 7 \cdot 10^6 \text{ cm/s}$  et  $v_{p,tr} = 4,8 \cdot 10^6 \text{ cm/s}$ ).

Sabella *et al.* ont développé un modèle plus complexe de réponse en fréquence de photodiodes p-i-n InGaAs/InP où la variation de la vitesse des porteurs avec le champ électrique décrite par (II.8) et (II.9) est prise en compte [15]. La vitesse des porteurs n'est donc pas constante pendant leur transit à travers la zone déplétée, mais varie selon leur position dans la structure comme montré à la figure II.5. Avec ce modèle, la bande passante due uniquement au transit est supérieure d'environ 20 % à celle obtenue avec la fonction de transfert (II.11). Cette différence est due au fait que les électrons se déplacent avec une vitesse supérieure à leur vitesse de saturation lorsqu'ils sont situés dans une zone où le champ électrique est compris entre 3 kV/cm et 20 kV/cm. Toutefois, avec un unique pôle RC ( $R = 50 \Omega$  et  $C = 100 \text{ fF}$ ) ajouté à la fonction de transfert due au transit, la différence entre les deux modèles est atténuée. Pour une zone d'absorption de  $1 \mu\text{m}$ , le modèle avec une vitesse constante des porteurs n'induit plus qu'une sous-évaluation de moins de 10 % de la bande passante.

Comme la bande passante augmente lorsque  $d_i$  diminue, mais que le rendement quantique augmente avec  $d_i$ , il est intéressant de représenter la bande passante en fonction du rendement. Pour un rendement quantique interne autour de 0,5, la figure II.7 montre que l'épaisseur de la zone d'absorption doit être d'environ  $1 \mu\text{m}$  et que la bande passante maximale (cas où le transit des porteurs est le seul facteur limitatif de la vitesse de réponse de la photodiode) ne dépasse pas 40 GHz.

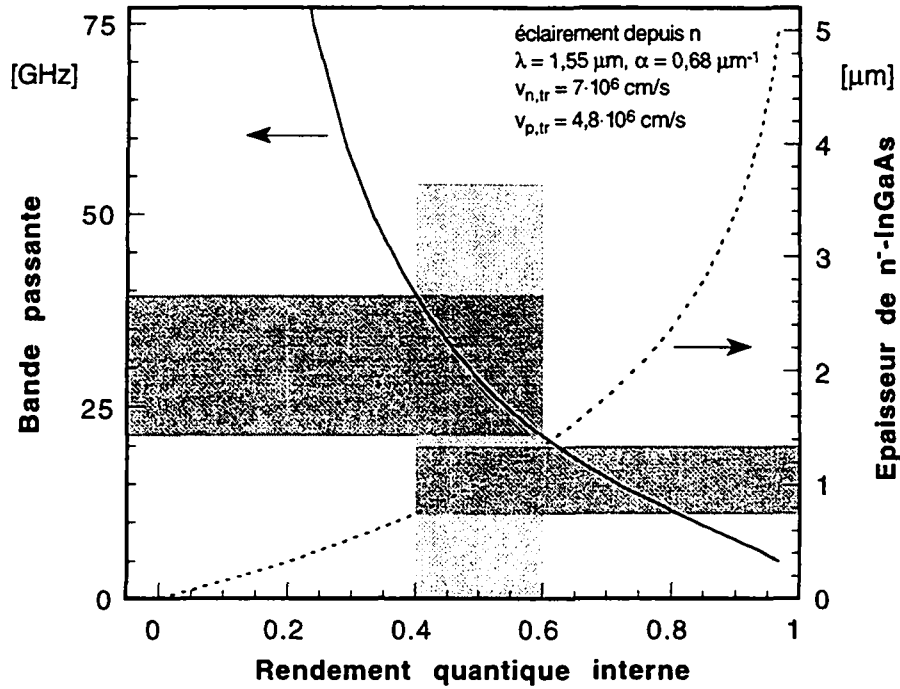


Fig. II.7 Bande passante due au transit des porteurs pour un éclairage depuis le côté n en fonction du rendement quantique interne défini par l'expression (II.7).

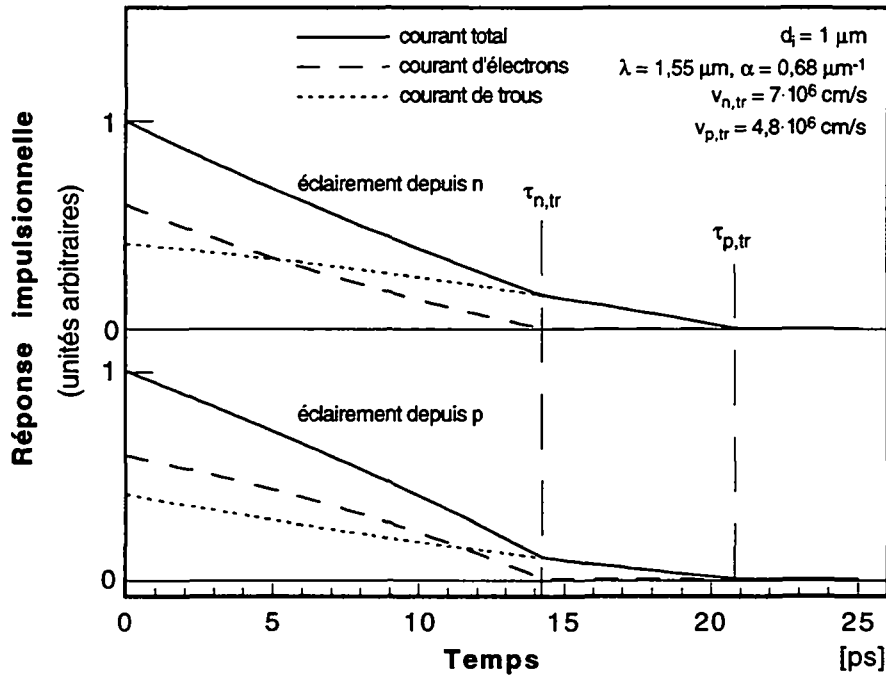


Fig. II.8 Réponse impulsionnelle due uniquement au transit des porteurs d'une photodiode avec une zone d'absorption de  $1 \mu\text{m}$ .  $\tau_{n,tr} = d_i/v_{n,tr}$  et  $\tau_{p,tr} = d_i/v_{p,tr}$  sont respectivement les temps de transit des électrons et des trous.

Si la représentation de la réponse de la photodiode dans le domaine des fréquences est bien adaptée à l'évaluation de la bande passante du dispositif, elle ne permet par contre pas de rendre

compte de la part respective prise par les électrons et les trous dans la réponse totale. La représentation de la réponse dans le domaine du temps est dans ce cas plus adéquate. La réponse de la photodiode à une impulsion de lumière en  $t = 0$  (réponse impulsionnelle) est donnée par la transformée de Fourier inverse de sa fonction de transfert (Fig. II.8). Les trous ayant une vitesse de transit inférieure à celle des électrons, ils sont responsables d'un élargissement de la réponse qui traduit le fait que, lorsque tous les électrons photogénérés sont déjà collectés, il reste des trous en transit dans la zone déplétée. Dans le cas de l'éclairement depuis le côté n, le courant dû aux trous devient plus grand que le courant d'électrons déjà après 6 ps; tandis que dans le cas de l'éclairement depuis le côté p, cette situation n'intervient qu'au-delà de 11 ps. C'est cette différence qui est à l'origine de la bande passante supérieure pour un éclairement depuis le côté p de la structure.

Néanmoins, dans la situation considérée à la figure II.8 ( $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$  et  $d_i = 1 \mu\text{m}$ ), l'allure générale du courant total est dominé par les électrons, c'est pourquoi la bande passante BP peut être approximée par [16] :

$$BP \approx \frac{0,4 v_{n,tr}}{d_i} = \frac{0,4}{\tau_{n,tr}} \quad (\text{II.12})$$

où  $\tau_{n,tr} = d_i/v_{n,tr}$  est défini comme le temps de transit des électrons.

### II.2.2.b circuit RC

Pour déterminer l'effet sur la vitesse de réponse des divers éléments RC de la photodiode à mesurer, deux méthodes peuvent être utilisées. L'une consiste à prendre en compte la densité de courant de déplacement en plus des densités de courant dues aux électrons et aux trous (ces deux dernières contenant la limitation due au transit des porteurs). La densité de courant de déplacement  $J_d$  est définie par :

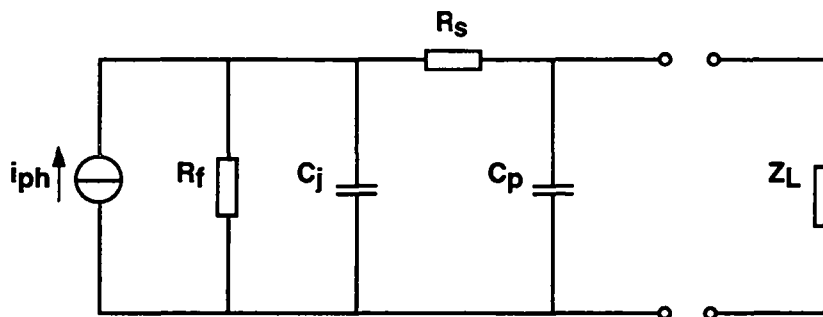
$$J_d(t) = \frac{1}{d_i} \int_0^{d_i} \epsilon \frac{\partial \mathbf{E}(x,t)}{\partial t} dx = \frac{1}{A} \frac{dQ(t)}{dt} \quad (\text{II.13})$$

où  $\epsilon$  est la constante diélectrique du matériau et  $Q(t)$  la charge électrique de la capacité de jonction de la photodiode. Ce courant de déplacement traduit l'effet perturbateur sur le champ électrique  $\mathbf{E}$  des porteurs photogénérés en transit dans la zone de charge d'espace. Si l'on considère que le circuit électrique de la photodiode mesurée n'est constitué que d'une source de tension et d'une résistance de charge en série,  $J_d$  peut être aisément calculé. Par contre, si un circuit électrique plus complexe est pris en compte, une autre méthode est plus appropriée.

Cette deuxième méthode passe par l'établissement du schéma équivalent en petits signaux (ou en "régime d'accroissement") du dispositif et le calcul de sa fonction de transfert  $H_{RC}(j\omega)$ .

Le schéma équivalent d'une photodiode sous polarisation inverse et sous illumination est représenté à la figure II.9, il comprend six éléments :

- Les porteurs photogénérés sont représentés par une source de courant  $i_{ph}$ .
- $R_f$  est la résistance de fuite de la diode, sa valeur dépasse généralement la dizaine de mégohms, aussi son effet est totalement négligeable.
- $C_j = \frac{\epsilon \cdot A}{d_i}$  est la capacité de jonction de la photodiode de surface  $A$ . Pour une zone d'absorption d'épaisseur  $d_i$  en InGaAs,  $\epsilon = 13,1 \cdot \epsilon_0$ .
- La résistance série  $R_s$  est la somme de la résistance de la région intrinsèque et de la résistance de contact. Toutefois, sous polarisation inverse, la résistance de la région intrinsèque tend vers zéro et  $R_s$  s'approche de la résistance de contact [16].  $R_s$  varie considérablement avec la technologie (dopage des couches et microfabrication), ainsi qu'avec la configuration du dispositif; pour des diodes dont le diamètre est compris entre  $10 \mu m$  et  $100 \mu m$ ,  $R_s = 10 \Omega$  est une valeur raisonnable.
- $C_p$  représente la capacité parasite due au recouvrement d'une des couches fortement dopées (p, respectivement n) par la métallisation de contact de l'autre couche fortement dopée (n, respectivement p);  $C_p$  est typiquement de l'ordre de 25 fF.
- Finalement la charge connectée aux bornes de la diode est symbolisée par une impédance  $Z_L$ . Pour la caractérisation d'une diode seule,  $Z_L$  est habituellement une résistance de  $50 \Omega$ .



**Fig. II.9** Schéma équivalent en petits signaux d'une photodiode sous polarisation inverse ( $i_{ph}$  : source de photocourant,  $R_f$  : résistance de fuite,  $C_j$  : capacité de jonction,  $R_s$  : résistance série,  $C_p$  : capacité parasite,  $Z_L$  : impédance de charge).

Si l'on devait considérer une diode encapsulée, une deuxième capacité parasite devrait être ajoutée en parallèle avec  $C_p$ , suivie d'une inductance en série, afin de prendre en compte l'effet du boîtier et des fils de connexion.

La fonction de transfert du schéma équivalent de la figure II.9, qui exprime le rapport entre le courant à travers  $Z_L$  et  $i_{ph}$ , s'écrit :



$$H_{RC}(j\omega) = \frac{1}{1 - \omega^2 R_s Z_L C_j C_p + j\omega [R_s C_j + Z_L (C_j + C_p)]} \quad (\text{II.14})$$

Sans entrer dans les détails, il est utile de comparer la situation d'une diode seule à celle d'une diode intégrée avec un amplificateur, de type haute-impédance ou transimpédance, pour former un photorécepteur (Fig. II.10). En effet dans ce cas,  $Z_L$  est une impédance complexe avec une partie résistive importante qui rend  $R_s$  négligeable.

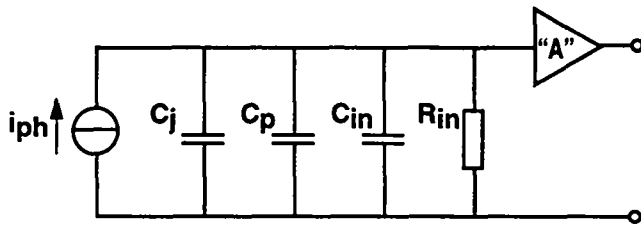


Fig. II.10 Schéma équivalent en petits signaux d'une photodiode intégrée avec un amplificateur "A" dont la résistance d'entrée est  $R_{in}$  et la capacité d'entrée est  $C_{in}$ .

$$H_{in}(j\omega) = \frac{R_{in}}{1 + j\omega [R_{in} (C_j + C_p + C_{in})]}$$

Dans le domaine des fréquences, la réponse totale de la photodiode  $H_{tot}(j\omega)$  est simplement le produit de la fonction de transfert du photocourant de transit (II.11) par la fonction de transfert du circuit électrique (II.14) :

$$H_{tot}(j\omega) = H_{ph,tr}(j\omega) \cdot H_{RC}(j\omega) \quad (\text{II.15})$$

La bande passante de photodiodes seules de différents diamètres, calculée à partir de  $H_{tot}$  pour une résistance de charge de  $50 \Omega$ , est représentée à la figure II.11 en fonction de l'épaisseur  $d_i$  de la zone d'absorption. Lorsque cette dernière est étroite, les porteurs transitent très rapidement, mais la capacité de jonction  $C_j$  est importante et la bande passante est limitée par la constante de temps RC. Au fur et à mesure que  $d_i$  augmente,  $C_j$  diminue et le temps de transit des porteurs devient prépondérant. Pour une photodiode de surface donnée, il y a donc une épaisseur optimale de la zone d'absorption qui maximise la bande passante.

La figure II.11 nous montre que la réalisation d'un composant avec une bande passante supérieure à 20 GHz nécessite la maîtrise d'une technologie permettant d'une part de maintenir la surface totale du dispositif en dessous de  $500 \mu\text{m}^2$  et d'autre part de l'encapsuler sans ajouter d'éléments passifs de type résistif ou capacitif. On peut toutefois noter qu'une inductance en série entre la capacité parasite du boîtier et la résistance de charge est susceptible d'augmenter la bande passante, car un pic de résonance apparaît alors dans la fonction de transfert du circuit RLC :

$$H_{RLC}(j\omega) = \left\{ 1 - \omega^2 [R_s Z_L C_j C_p + L(C_j + C_p)] + j\omega [R_s C_j + Z_L (C_j + C_p)] - j\omega^3 R_s L C_j C_p \right\}^{-1} \quad (\text{II.16})$$

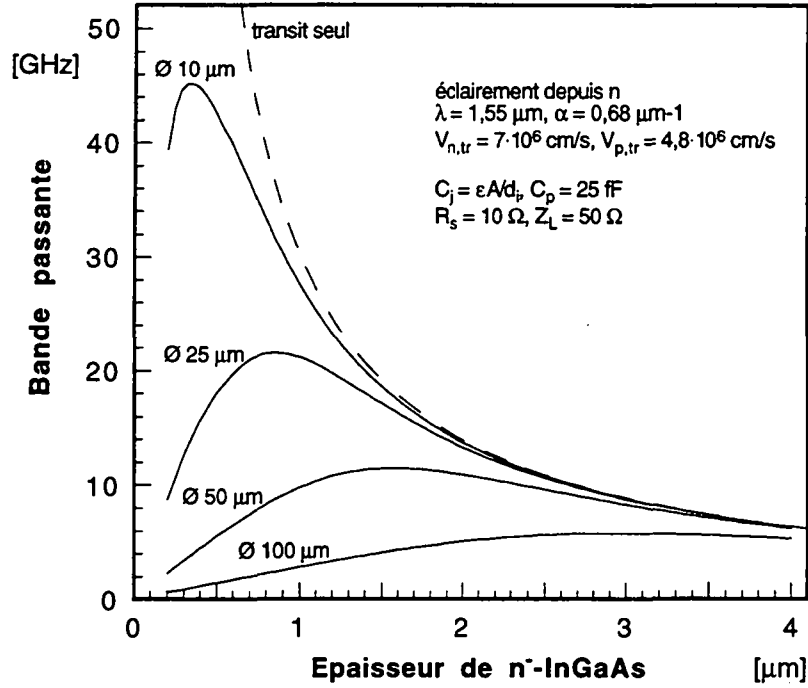


Fig. II.11 Bande passante de photodiodes de différents diamètres chargées par une résistance de 50 Ω.

### II.2.3 Bruit et sensibilité

Comme le bruit de type  $1/f$  n'est important qu'aux basses fréquences, il est sans conséquences dans la plupart des applications en télécommunications optiques; de même, le bruit thermique des photodiodes p-i-n peut généralement être négligé devant le bruit de grenaille lié au passage des porteurs à travers la jonction p-n. Le photocourant  $I_{ph}$  et le courant d'obscurité  $I_{obs}$  de la photodiode sont dus à des processus aléatoires et le courant quadratique moyen de bruit de la photodiode s'écrit de ce fait :

$$\langle i_{diode}^2 \rangle = 2q(I_{ph} + I_{obs}) \cdot BP \quad (II.17)$$

où BP est la bande passante du système.

Avec une photodiode intégrée à un amplificateur pour former un système de réception tel que décrit à la figure II.10, deux autres sources de bruit apparaissent. D'une part, le bruit thermique lié à la résistance de charge  $R_{in}$  et dont le courant quadratique moyen est :

$$\langle i_R^2 \rangle = \frac{4kT}{R_{in}} \cdot BP \quad (II.18)$$

où  $k$  est la constante de Boltzmann et  $T$  la température. D'autre part, tout le bruit associé à l'amplificateur, symbolisé par  $\langle i_A^2 \rangle$ , et qui peut être exprimé via les paramètres de bruit de l'amplificateur [17]. On peut noter que pour un amplificateur réalisé à partir de transistors à

effet de champ, outre un terme dû au bruit de grenaille du courant de fuite par la grille du transistor d'entrée,  $\langle i_A^2 \rangle$  contient aussi des termes où interviennent les capacités de jonction et parasite de la photodiode ( $C_j$  et  $C_p$ ) [18,19]. Comme ces sources de bruit ne sont pas corrélées, le rapport signal sur bruit du photorécepteur est donné par :

$$\frac{S}{B} = \frac{I_{ph}^2}{\langle i_{diode}^2 \rangle + \langle i_R^2 \rangle + \langle i_A^2 \rangle} = \frac{I_{ph}^2}{2q(I_{ph} + I_{obs}) \cdot BP + \frac{4kT}{R_{in}} \cdot BP + \langle i_A^2 \rangle} \quad (II.19)$$

Le bruit de grenaille dû au photocourant constitue la limite inférieure du bruit dans le photorécepteur, puisque le diminuer revient à réduire le signal! La sensibilité d'un photorécepteur est par définition la puissance optique d'entrée minimale  $P_{min}$  nécessaire pour atteindre un signal égal au bruit dans un système analogique ou un taux d'erreur (BER pour Bit Error Rate) donné dans un système numérique. La sensibilité du photorécepteur est donc maximale lorsque le bruit lié au signal utile est prépondérant devant les autres sources de bruit. Comme le photocourant est directement proportionnel à la puissance optique incidente, cette situation n'est réalisée que sous forte illumination. Or, en pratique, les puissances optiques, et par là les photocourants, mises en jeu dans un système de télécommunications par fibre sont généralement très faibles ( $\approx 10$  nW-10  $\mu$ W) et la sensibilité sera essentiellement limitée par les autres sources de bruit. En fait, la sensibilité du récepteur n'est pas affectée par le bruit de la photodiode si son courant d'obscurité est inférieur d'environ un ordre de grandeur à celui du courant de grille du transistor d'entrée [19] et cette condition est généralement remplie. Le bruit total du récepteur reste néanmoins influencé par la diode, à cause des capacités  $C_j$  et  $C_p$  présentes dans  $\langle i_A^2 \rangle$ .

D'après (II.2)  $I_{ph} = R_0 \cdot P_{opt}$ , où  $R_0$  est la responsivité en A/W de la photodiode, et la sensibilité du récepteur s'écrit alors :

$$P_{min} = \frac{Q}{R_0} \sqrt{\int_{BP}^{BP} S_{i_{tot}}(f) df} \quad (II.20)$$

où  $S_{i_{tot}}$  est la densité spectrale de courant de bruit total en entrée du récepteur en  $A^2/Hz$  (la valeur numérique de  $S_{i_{tot}}$  est toutefois généralement exprimée en  $A/\sqrt{Hz}$ ). Pour un système analogique,  $Q$  est simplement la racine du rapport signal sur bruit et vaut 1.

Comme le rendement quantique, donc la responsivité, d'une photodiode décroît avec l'épaisseur  $d_i$  de sa zone d'absorption, l'expression (II.20) montre qu'une diminution de  $d_i$  se traduit par une dégradation de la sensibilité du photorécepteur. Aussi, afin d'atteindre les objectifs fixés à la section I.4 du chapitre précédent tant en termes de bande passante que de sensibilité, nous avons choisi  $d_i = 1\mu m$  pour les photodiodes destinées à être intégrées dans un photorécepteur.

## II.3 Structure p-i-n étudiée

### II.3.1 Description de la structure

La structure p-i-n que nous avons utilisée au cours de ce travail est décrite dans le tableau II.1; bien qu'extrêmement simple, puisqu'elle ne comporte qu'une seule hétérojonction InGaAs/InP, cette structure a permis d'obtenir d'excellents résultats lors de son intégration avec un amplificateur. Comme la jonction p-n proprement dite est située dans le ternaire, on parle de diode à homojonction.

La structure est composée de trois couches obtenues par épitaxie à jets chimiques (CBE pour Chemical Beam Epitaxy) sur un substrat d'InP soit semi-isolant (dopé au fer, Fe), soit de type n (dopé au soufre, S). L'utilisation d'un substrat conducteur de type n permet de faciliter et de raccourcir la procédure de fabrication des photodiodes, mais alors les plages de contacts situées à côté de la zone active sont à l'origine d'une capacité parasite importante. Cette dernière rend la caractérisation dynamique (vitesse de réponse) des dispositifs fabriqués sur substrat conducteur sans fondement.

	épaisseur	dopage	type (fonction)
In <sub>0,53</sub> Ga <sub>0,47</sub> As	d <sub>p</sub> = 0,1 µm	Be: 2·5 ·10 <sup>18</sup> cm <sup>-3</sup>	p <sup>+</sup> (contact p)
In <sub>0,53</sub> Ga <sub>0,47</sub> As	d <sub>i</sub> = 1 ou 1,6 µm	< 2·10 <sup>15</sup> cm <sup>-3</sup>	n <sup>-</sup> (absorption)
InP	d <sub>n</sub> = 0,185 µm	Si: 3·10 <sup>18</sup> cm <sup>-3</sup>	n <sup>+</sup> (contact n)
substrat InP	~ 400 µm	Fe / S	semi-isolant / type n

**Tableau II.1** Caractéristiques des trois couches épitaxiales composant la structure p-i-n étudiée.

L'InGaAs de la couche p et de la couche d'absorption est épitaxié en accord de maille avec l'InP et le dopage des deux couches de contact p et n est réalisé directement pendant la croissance en incorporant respectivement des atomes de béryllium et de silicium. La couche d'absorption non intentionnellement dopée présente un niveau de dopage résiduel de type n autour de 1·10<sup>15</sup> cm<sup>-3</sup>; cette valeur est déterminée grâce à des mesures C-V effectuées directement sur les diodes p-i-n.

Du fait du dopage obtenu pendant la croissance, toutes les diodes réalisées dans le cadre de ce travail sont de type "mésa" par opposition au type "planar", comme illustré à la figure II.12. Avec une technologie planar, la jonction p-n est obtenue par diffusion d'impuretés, ou éventuellement par implantation ionique, au travers d'un masque diélectrique (SiN<sub>x</sub> ou SiO<sub>2</sub>), ce qui nécessite deux étapes technologiques supplémentaires par rapport à la technologie mésa.

Le profil d'une jonction diffusée est moins abrupte et plus difficile à contrôler que pour une jonction épitaxiée, mais le masque utilisé lors de l'étape de diffusion scelle la jonction qui est ainsi "auto-passivée".

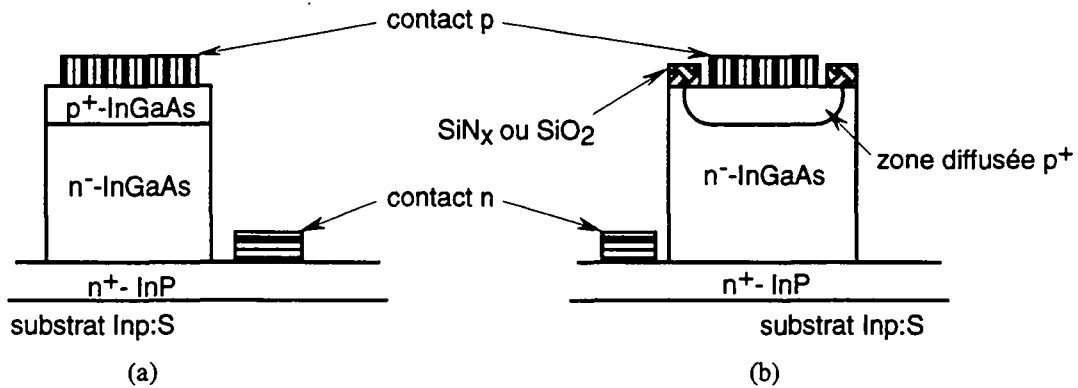


Fig. II.12 Vues schématiques d'une photodiode de type "mésa" (a) et de type "planar" (b), toutes deux réalisées sur substrat conducteur et conçues pour une illumination depuis la face arrière.

Comme la couche de contact p est composée de ternaire, le risque de piégeage des trous est évité et la réalisation de contacts ohmiques à faible résistivité est facilitée. Afin de limiter le photocourant de diffusion responsable d'une augmentation du temps de réponse du dispositif, il est préférable d'illuminer les photodiodes depuis leur face arrière à travers le substrat InP qui est transparent pour les longueurs d'onde qui nous intéressent ( $1,3 \mu m - 1,55 \mu m$ ). D'après les observations faites au paragraphe II.2.2.a, l'éclairement depuis le côté n de la structure n'augmente pas significativement le temps de transit des porteurs pour une zone d'absorption de  $1 \mu m$  d'épaisseur. Toutefois, on montrera dans le paragraphe suivant que même en cas d'illumination par la face avant, la couche  $p^+$ -InGaAs est suffisamment fine ( $100 nm$ ) pour ne pas entraîner de dégradations majeures de la responsivité et de la bande passante.

L'illumination par la face arrière présente l'avantage d'offrir une surface de contact p égale à la surface active, la zone photosensible ne subit ainsi pas d'effet d'ombrage de la métallisation de contact; le terme  $S/A$  de l'expression (II.4) du rendement quantique externe est donc strictement égal à l'unité et la capacité de la jonction est minimisée. Du point de vue de l'encapsulation du dispositif, le choix d'une illumination par la face avant ou la face arrière va dépendre de la technologie utilisée. On peut noter qu'avec une méthode de type "flip-chip", l'illumination par l'arrière permet de s'affranchir de toutes contraintes optiques dans le choix du support [20]. Par contre, pour la caractérisation sous pointes des photodiodes, devoir amener la lumière sur la face arrière constitue indubitablement une difficulté supplémentaire.

### II.3.2 Evaluation de la structure

L'évaluation de l'effet de la couche  $p^+$ -InGaAs d'épaisseur  $d_p = 0,1 \mu m$  sur les performances des photodiodes passe par le calcul du photocourant  $I_{ph,diff}$  dû aux électrons

généralisés dans cette zone où le champ électrique est nul. On verra alors que le rendement quantique interne de notre structure n'est que très peu modifié par cette couche de tertiaire dopé ( $\leq 2,1\%$ ). Une représentation graphique de  $I_{ph,diff}$  et  $I_{ph,tr}$  après une impulsion lumineuse nous permettra ensuite de montrer que l'influence de la composante de diffusion du courant sur la bande passante est faible.

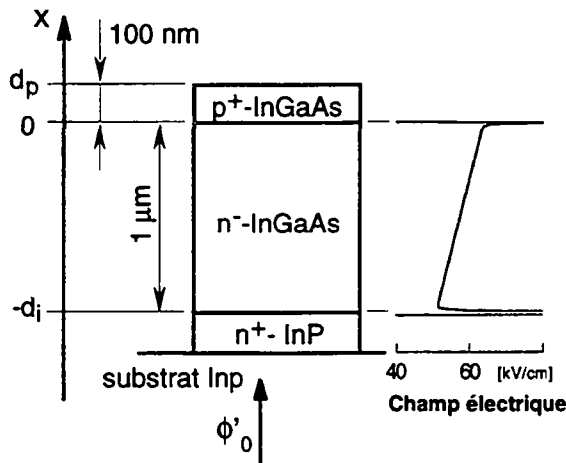
Ainsi les résultats généraux établis à la section II.2 sont applicables à notre structure.

### II.3.2.a courant photogénéré dans $p^+-InGaAs$

La figure II.13 représente le cas où l'illumination arrive par le côté n de la photodiode. L'axe des  $x$  a son origine à la jonction métallurgique et, sous illumination constante, le taux de génération volumique  $G'(x)$  est :

$$G'(x) = \phi'_0 e^{-\alpha_i d_i} \alpha_p e^{-\alpha_p x} \quad \text{pour } 0 < x < d_p \quad (\text{II.21})$$

où  $\phi'_0 = \phi_0/A$  est le flux lumineux par unité de surface pénétrant dans la photodiode;  $\alpha_i = 0,68 \mu\text{m}^{-1}$ ,  $\alpha_p = 0,85 \mu\text{m}^{-1}$  sont les coefficients d'absorption pour une longueur d'onde de  $1,55 \mu\text{m}$  respectivement de l' $InGaAs$  faiblement dopé et de  $p^+-InGaAs$  [14].



**Fig. II.13** Représentation de la photodiode avec un éclairage depuis la face arrière, du système de coordonnées choisi et du champ électrique. Le champ électrique est calculé numériquement pour un dopage de la zone  $n^-InGaAs$  de  $1 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  et une polarisation inverse de 5 V.

En l'absence de champ électrique dans  $p^+-InGaAs$ , l'équation de continuité à une dimension pour la concentration des électrons dans le cas stationnaire s'écrit :

$$D_n \frac{\partial^2 n_p}{\partial x^2} - \frac{n_p - n_{p0}}{\tau_n} + G'(x) = 0 \quad \text{pour } 0 < x < d_p \quad (\text{II.22})$$

$D_n = L_n^2/\tau_n$  est le coefficient de diffusion des électrons,  $\tau_n$  est leur temps de vie et  $L_n$  leur longueur de diffusion. Dans l' $InGaAs$  dopé à plus de  $10^{18} \text{ cm}^{-3}$  et pour une température de 300 K :  $D_n \approx 31 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ ,  $L_n \approx 1,5 \mu\text{m}$  et  $\tau_n \approx 725 \text{ ps}$  [21]. Comme l'épaisseur  $d_p$  de  $p^+-InGaAs$  (100 nm) est inférieure à  $L_n$ , on a :

$$d_p^2 = D_n \tau_{n,diff} \quad (II.23)$$

où  $\tau_{n,diff}$  ( $< \tau_n$ ) est le temps de diffusion des électrons à travers  $p^+$ -InGaAs. Pour une polarisation inverse de la diode d'au moins quelques  $kT/q$ , les conditions aux limites pour résoudre l'équation de continuité sont :

$$\begin{aligned} n_p(d_p) &= n_{p0} && \text{contact ohmique} \\ n_p(0) &= n_{p0} e^{\frac{qV_a}{kT}} \approx 0 && \text{loi de la jonction} \end{aligned} \quad (II.24)$$

Une fois la concentration des électrons connue, la densité de courant de diffusion se calcule aisément :

$$\begin{aligned} J_{diff} &= q D_n \left. \frac{\partial n_p}{\partial x} \right|_{x=0} \\ &= q n_{p0} \frac{D_n}{L_n} \coth\left(\frac{d_p}{L_n}\right) + C \left( \frac{1}{L_n} \coth\left(\frac{d_p}{L_n}\right) - \frac{e^{-\alpha_p d_p}}{L_n \sinh\left(\frac{d_p}{L_n}\right)} - \alpha_p \right) \quad (II.25) \\ \text{où } C &= q \phi'_0 e^{-\alpha_i d_i} \frac{\alpha_p L_n^2}{1 - \alpha_p^2 L_n^2} \end{aligned}$$

Le premier terme de  $J_{diff}$  est indépendant du flux lumineux, c'est en fait la composante due à la couche p du courant d'obscurité de la diode. Le deuxième terme est bien le photocourant de diffusion cherché et, pour un éclairage depuis la face arrière (côté n), on a :

$$I_{ph,diff} = q \phi_0 e^{-\alpha_i d_i} \frac{\alpha_p L_n^2}{1 - \alpha_p^2 L_n^2} \left( \frac{1}{L_n} \coth\left(\frac{d_p}{L_n}\right) - \frac{e^{-\alpha_p d_p}}{L_n \sinh\left(\frac{d_p}{L_n}\right)} - \alpha_p \right) \quad (II.26)$$

En procédant d'une manière similaire pour un éclairage depuis la face avant (côté p), on trouve :

$$I_{ph,diff} = \frac{q \phi_0 \alpha_p L_n^2}{1 - \alpha_p^2 L_n^2} \left( \frac{e^{-\alpha_p d_p}}{L_n} \coth\left(\frac{d_p}{L_n}\right) - \frac{1}{L_n \sinh\left(\frac{d_p}{L_n}\right)} + \alpha_p e^{-\alpha_p d_p} \right) \quad (II.27)$$

Connaissant le courant de diffusion résultant de l'absorption des photons dans  $p^+$ -InGaAs, on peut dès lors calculer le rendement quantique interne de notre structure.

Avec  $d_i = 1 \mu\text{m}$ , le rendement quantique interne  $\eta_i$  dû au photocourant de transit  $I_{ph,tr}$  donné par (II.7) est de 49,3 %. Si l'on prend en compte  $I_{ph,diff}$  et  $I_{ph,tr}$ ,  $\eta_i$  vaut 51,4 % dans le cas d'un éclairage depuis le côté n et toujours 49,3 % pour un éclairage depuis le côté p.

### II.3.2.b influence de $I_{ph,diff}$ sur la bande passante

Si l'on considère une impulsion lumineuse de  $n$  photons pénétrant dans la photodiode, le nombre d'électrons générés dans  $p^+$ -InGaAs et collectés (c'est-à-dire l'intégrale du courant instantané) s'obtient en remplaçant  $\phi_0$  par  $n$  dans (II.26) ou (II.27), selon le côté par lequel arrive l'impulsion.

Tous les électrons générés dans  $p^+$ -InGaAs et qui atteignent, par diffusion, le bord de la zone de déplétion doivent encore traverser cette zone avant d'être collectés dans  $n^+$ -InP. Vu depuis la zone de déplétion, il y donc génération d'électrons en surface ( $x = 0$ ) et la réponse à une impulsion de  $I_{ph,diff}(t)$  présente un plateau jusqu'à  $t = \tau_{n,tr}$  (où  $\tau_{n,tr} = d_i/v_{n,tr}$  est le temps de transit des électrons à travers  $n$ -InGaAs). Par contre, comme  $d_p$  est beaucoup plus petit que  $\alpha_p^{-1}$ , l'absorption du flux lumineux dans  $p^+$ -InGaAs est quasi uniforme et la décroissance du nombre de porteurs dans cette zone est linéaire; le temps de diffusion des électrons étant  $\tau_{n,diff}$  donné par (II.23).

En reprenant les résultats de la figure II.8, on peut maintenant représenter la réponse impulsionnelle de nos photodiodes en considérant le photocourant total, c'est-à-dire la composante de diffusion du photocourant due à la couche d'InGaAs dopé p et le courant de transit des porteurs générés dans  $n$ -InGaAs.

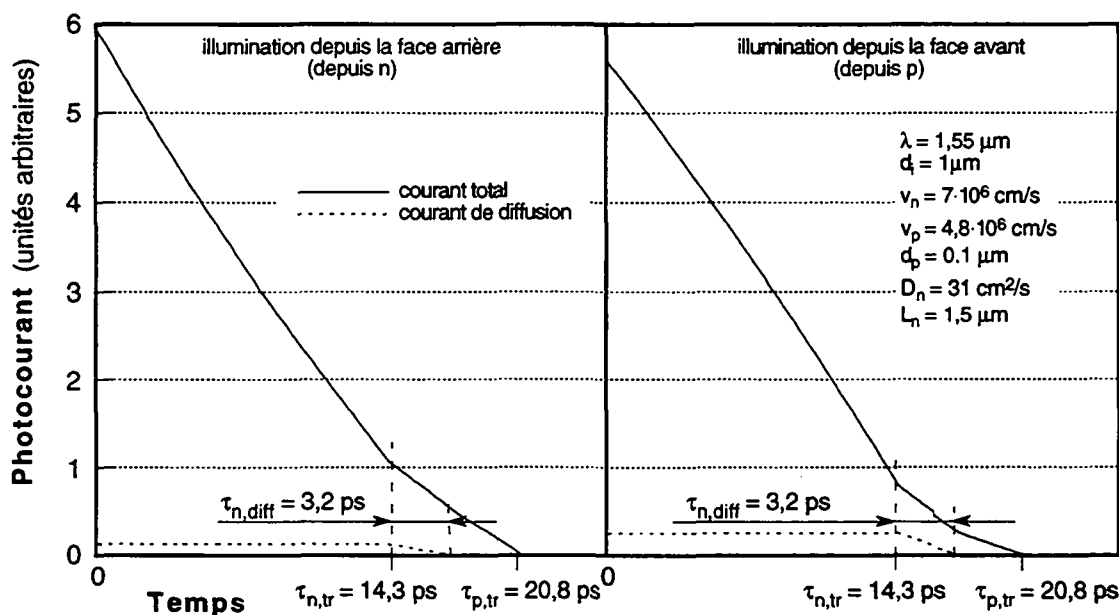


Fig. II.14 Réponse impulsionnelle d'une photodiode  $p^+$ -InGaAs/ $n$ -InGaAs/ $n^+$ -InP (aucun pôle RC n'est considéré ici).



---

On remarque à la figure II.14 que la part du photocourant de diffusion dans le photocourant total est très faible. En prenant la transformée de Fourier de la réponse impulsionnelle, on vérifie que la bande passante de la photodiode n'est effectivement pas affectée par la couche de ternaire dopé : la bande passante passe de 29,4 GHz à 29,2 GHz dans le cas de l'illumination par la face arrière et de 32,1 GHz à 31,3 GHz dans le cas de l'illumination par la face avant.

Toutefois, l'effet de la couche de  $p^+$ -InGaAs sur la bande passante augmente rapidement avec son épaisseur, particulièrement si la lumière arrive depuis la face avant (côté p). Ainsi par exemple pour une épaisseur de 500 nm, la bande passante n'est plus que de 22,6 GHz pour un éclairage depuis le côté n et elle chute à 10,5 GHz pour un éclairage depuis le côté p.

## II.4 Perspectives

Les photodiodes p-i-n de grand diamètre ( $\geq 50 \mu\text{m}$ ) sont plus faciles à fabriquer et surtout à utiliser grâce à la réduction des tolérances d'alignement et de focalisation du faisceau incident. Mais on a vu que la bande passante de ces dispositifs est fortement limitée par leur capacité de jonction  $C_j$  (Fig. II.11). Pour diminuer  $C_j$  sans augmenter de manière trop importante le temps de transit des porteurs, on peut insérer une couche d'InP non intentionnellement dopé entre la couche de contact n ( $n^+$ -InP) et la couche d'absorption ( $n^-$ -InGaAs) [22]. Cette couche supplémentaire, si elle est totalement déplétée, permet d'augmenter  $d_i$  et par là de diminuer la capacité de jonction. Par contre, les photons n'étant pas absorbés dans l'InP aux longueurs d'onde considérées, l'effet de cette couche sur le temps de réponse ne se traduit que par un temps de retard pour les électrons, par ailleurs beaucoup plus rapides que les trous. Evidemment cette technique perd de son intérêt si ce temps de retard n'est plus négligeable devant le temps de transit des porteurs à travers l'InGaAs.

Pour réaliser des photodiodes ultra-rapides avec une bande passante supérieure à 100 GHz, la zone d'absorption doit être très étroite ( $\approx 200 \text{ nm}$ ) et la surface extrêmement réduite ( $5 \mu\text{m}^2$ ) [23]. La résistance de contact qui en découle est alors importante. En utilisant une technique de sous-attaque sélective de la zone d'absorption [24], il devient possible d'avoir une surface de contact plus grande que la surface de la jonction proprement dite, permettant ainsi de minimiser  $C_j$  tout en limitant l'augmentation de la résistance de contact.

Plus que la bande passante seule, c'est le produit rendement-bande passante qui est un critère important puisque, avec une structure du type de celles abordées jusqu'à maintenant, une augmentation de la bande passante passe par une diminution de la zone d'absorption et donc du rendement quantique (Fig. II.7). Afin de contourner ce problème pour les détecteurs à illumination verticale, le concept de photodétecteur à cavité résonante a été proposé [25]. La zone d'absorption est placée entre un miroir et une structure quart-d'onde, de telle façon que des interférences constructives apparaissent dans la cavité. Avec un miroir diélectrique Si/SiO<sub>2</sub> et en utilisant une technique de soudure de substrat pour rapporter un miroir GaAs/AlAs sur une photodiode InGaAs/InP dont la zone d'absorption n'est large que de 90 nm, Tan *et al.* [26] ont obtenu un rendement quantique de 94 %, ce qui montre tout le potentiel de ce concept.

En illuminant le détecteur par le côté plutôt que verticalement, le rendement peut également être amélioré sans augmenter le temps de transit des porteurs qui n'empruntent alors plus le même chemin que la lumière. Pour recevoir la lumière par le côté, le dispositif se présente sous la forme d'une photodiode en guide d'onde [27,28]. Cette structure en guide d'onde permet de concevoir des photodiodes avec une faible capacité de jonction, une grande vitesse de transit des porteurs et un rendement interne proche de 100 %. Toutefois, un couplage entre une fibre optique monomode et le guide d'onde est difficile à réaliser, ce qui dégrade le rendement quantique externe de ces détecteurs.

## Bibliographie du chapitre II

- [1] B. Zimmermann Piller, "*Modeling of III-V semiconductor devices*", Thèse No 797, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne (EPFL), 1989.
- [2] J. E. Bowers and C. A. Burrus, "*Ultrawide-Band Long-Wavelength p-i-n Photodetectors*", J. Lightwave Technol., **LT-5** (10), pp. 1339-1350, 1987.
- [3] M. Dentan and B. de Cremoux, "*Numerical Simulation of the Nonlinear Response of a p-i-n Photodiode Under High Illumination*", J. Lightwave Technol., **LT-8** (8), pp. 1137-1144, 1990.
- [4] Y.-G. Wey, K. Giboney, J. Bowers, M. Rodwell, P. Silvestre, P. Thiagarajan and G. Robinson, "*110-GHz GaInAs/InP Double Heterostructure p-i-n Photodetectors*", J. Lightwave Technol., **LT-13** (7), pp. 1490-1499, 1995.
- [5] J. G. Bauer, H. Rodler, H. Albrecht and G. Ebbinghaus, "*InGaAs Dual pin Photodiode with Minimised Series Resistance for Low Noise Balanced Receivers*", Electron. Lett., **28** (7), pp. 625-626, 1992.
- [6] J. G. Wasserbauer, J. E. Bowers, M. J. Hafich, P. Silvestre, L. M. Woods and G. Y. Robinson, "*Specific Contact Resistivity of InGaAs/InP p-Isotype Heterojunctions*", Electron. Lett., **28** (17), pp. 1568-1570, 1992.
- [7] G. Lucovsky, R. F. Schwarz and R. B. Emmons, "*Transit-Time Considerations in p-i-n Diodes*", J. Appl. Phys., **35** (3), pp. 622-628, 1964.
- [8] J.-F. Carlin, "*Chemical Beam Epitaxy of GaInAsP Quaternary Compounds for Optoelectronic Devices*", Thèse No 1181, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne (EPFL), 1993.
- [9] T. P. Pearsall, G. Beuchet, J. P. Hirtz, N. Visentin and M. Bonnet, "*Electron and hole mobilities in InGaAs*", Proc. of the 8th Int. Symp. GaAs and Rel. Comp. (Inst. Phys. Conf. Ser. No. 56), 1980, pp. 639-649.
- [10] T. H. Windhorn, L. W. Cook and G. E. Stillman, "*Temperature dependent electron velocity-field characteristics for InGaAs at high electric fields*", J. Electron. Mat., **11** (6), pp. 1065-1082, 1982.
- [11] P. Hill, J. Schlafer, W. Powasinik, M. Urban, E. Eichen and R. Olshansky, "*Measurement of hole velocity in n-type InGaAs*", Appl. Phys. Lett., **50** (18), pp. 1260-1262, 1987.
- [12] M. A. Haase, V. M. Robbins, N. Tabatabaie and G. E. Stillman, "*Subthreshold electron velocity-field characteristics of GaAs and  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$* ", J. Appl. Phys., **57** (6), pp. 2295-2298, 1985.
- [13] J. E. Bowers, C. A. Burrus and R. J. McCoy, "*InGaAs PIN Photodetectors with Modulation Response to Millimeter Wavelengths*", Electron. Lett., **21** (18), pp. 812-814, 1985.
- [14] D. A. Humphreys, R. J. King, D. Jenkins and A. J. Moseley, "*Measurement of Absorption Coefficients of  $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$  over the Wavelength Range 1.0-1.7  $\mu\text{m}$* ", Electron. Lett., **21** (25/26), pp. 1187-1189, 1985.

- 
- [15] R. Sabella and S. Merli, "*Analysis of InGaAs P-I-N Photodiode Frequency Response*", IEEE J. Quantum electron., **29** (3), pp. 906-916, 1993.
  - [16] S. M. Sze, "*Physics of Semiconductor Devices*", John Wiley & Sons, New York, Second Edition, 1981.
  - [17] B.-U. H. Klepser, M. Schefer and W. Patrick, "*Design of High Speed, High Sensitivity Monolithically Integrated Photoreceiver Circuits*", Proc. of the 21st European Conference on Optical Communication (ECOC'95), 1995, pp. 673-676.
  - [18] R. G. Smith and S. D. Personick, "*Receiver Design for Optical Fiber Communication Systems*", chap. 4 in Topics in Applied Physics vol. 39 "Semiconductor Devices for Optical Communication", edited by H. Kressel, Springer-Verlag, Berlin, 1982.
  - [19] P. Berthier, "*Transistors à effets de champ AlInAs/(Al)GaInAs(P) pour photodétection intégrée à 1,3 - 1,55  $\mu\text{m}$* ", Thèse, Université Montpellier II, 1994.
  - [20] J. Wieland, H. Melchior, M. Q. Kearley, C. R. Morris, A. M. Moseley, M. J. Goodwin and R. C. Goodfellow, "*Optical Receiver Array in Silicon Bipolar Technology with Selfaligned, Low Parasitic III/V Detectors for DC-1 Gbit/s Parallel Links*", Electron. Lett., **27** (24), pp. 2211-2213, 1991.
  - [21] Edited by P. Bhattacharya, "*Properties of Lattice-Matched and Strained Indium Gallium Arsenide*", INSPEC, London, 1993.
  - [22] A. Olivier, "*Contributiom à l'étude des propriétés dynamiques des lasers semiconducteurs 1,5  $\mu\text{m}$  à multipuits quantiques*", Thèse, Université des Sciences et Techniques de Lille Flandres Artois, 1990.
  - [23] Y.-G. Wey, K. S. Giboney, J. E. Bowers, M. J. W. Rodwell, P. Silvestre, P. Thiagarajan and G. Y. Robinson, "*108-GHz GaInAs/Inp p-i-n Photodiodes with Integrated Bias Tees and Matched Resistors*", IEEE Photon. Technol. Lett., **5** (11), pp. 1310-1312, 1993.
  - [24] I-H. Tan, C.-K. Sun, K. S. Giboney, J. E. Bowers, E. L. Hu, B. I. Miller and R. J. Capik, "*120-GHz Long-Wavelength Low-Capacitance Photodetector with an Air-Bridged Coplanar Metal Waveguide*", IEEE Photon. Technol. Lett., **7** (12), pp. 1477-1479, 1995.
  - [25] A. Chin and T. Y. Chang, "*Enhancement of Quantum Efficiency in Thin Photodiodes Through Absorptive Resonance*", J. Lightwave Technol., **LT-9** (3), pp. 321-328, 1991.
  - [26] I-H. Tan, J. J. Dudley, D. I. Babic, D. A. Cohen, B. D. Young, E. L. Hu, J. E. Bowers, U. Koren and M. G. Young, "*High Quantum Efficiency and Narrow Absorption Bandwidth of the Wafer-Fused Resonant  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$  Photodetectors*", IEEE Photon. Technol. Lett., **6** (7), pp. 811-813, 1994.
  - [27] D. Wake, T. P. Spooner, S. D. Perrin and I. D. Henning, "*50 GHz InGaAs Edge-Coupled pin Photodetectors*", Electron. Lett., **27** (12), pp. 1073-1075, 1991.
  - [28] K. Kato, A. Kozen, Y. Muramoto, Y. Itaya, T. Nagatsuma and M. Yaita, "*110-GHz, 50%-Efficiency Mushroom-Mesa Waveguide p-i-n Photodiode for a 1.55- $\mu\text{m}$  Wavelength*", IEEE Photon. Technol. Lett., **6** (6), pp. 719-721, 1994.

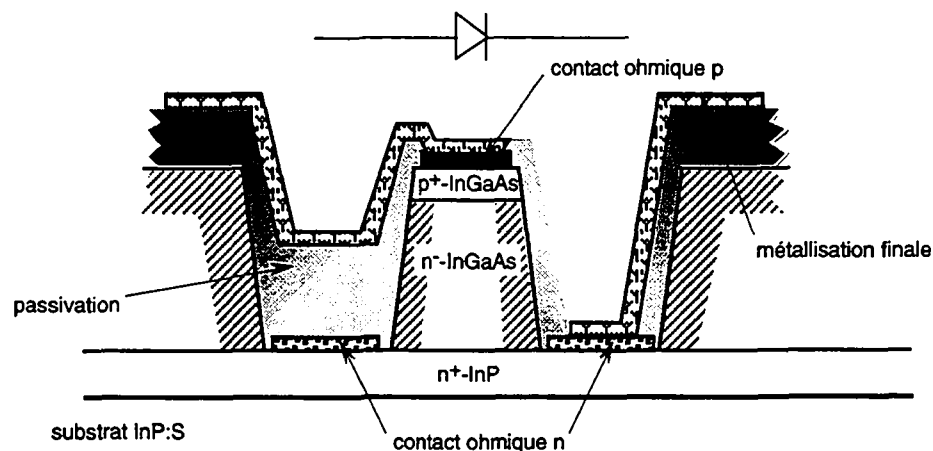
### III FABRICATION ET CARACTERISATION STATIQUE DES PHOTODIODES p-i-n

La première section de ce chapitre est consacrée à la description étape par étape du processus de fabrication des photodiodes p-i-n dont la structure a été présentée au chapitre précédent (tableau II.1). Dans la deuxième partie, les caractéristiques statiques des photodiodes, en particulier leur courant d'obscurité, seront analysées. Même si le courant d'obscurité n'est en principe pas critique pour les performances d'un photorécepteur, son allure est révélatrice de la qualité des dispositifs. Ainsi, le courant d'obscurité est un bon outil de diagnostic et pourra être avantageusement utilisé pour évaluer rapidement et facilement la bonne facture des diodes intégrées monolithiquement avec la structure des transistors HEMT.

#### III.1 Technologie de fabrication

##### III.1.1 Description générale

Les structures p-i-n utilisées pour la mise au point de la technologie de fabrication ont été épitaxiées en une étape sur un substrat conducteur de type n. Le but de ce travail n'étant pas de réaliser des photodiodes rapides en tant que dispositifs individuels, l'émergence de capacités parasites sur ces diodes élémentaires n'est pas un réel handicap. En fait, avec notre structure et les jeux de masques à disposition, seules les photodiodes intégrées avec la structure HEMT du circuit d'amplification sont susceptibles de hautes performances en termes de vitesse de réponse; ce type de diodes, obtenues par recroissance sur substrat semi-isolant, sera décrit aux chapitres IV et V, mais leur fabrication ne diffère en rien de celle des diodes crûes en une étape.



**Fig. III.1** Coupe d'une diode p-i-n utilisée pour le développement de la technologie de fabrication. Toutes les étapes technologiques du processus de fabrication complet sont représentées sur cette figure.

Comme le dopage des couches p et n est obtenu durant la croissance, la réalisation des photodiodes requiert six étapes technologiques de base, à savoir :

- réalisation des contacts ohmiques de type p
- définition des surfaces actives
- réalisation des contacts ohmiques de type n
- passivation
- métallisation finale.

Dans le but d'augmenter le rendement quantique externe, une couche antireflet peut encore être déposée sur la surface d'incidence de la lumière. Grâce au substrat conducteur, les diodes du type représenté à la figure III.1 peuvent être mesurée dès après la deuxième étape en prenant le contact n directement sur le substrat; cette particularité permet de raccourcir considérablement le temps entre la croissance de la structure p-i-n et une première évaluation.

Pour chacune de ces étapes, la surface du semiconducteur est recouverte d'une résine photosensible qui est ensuite texturée par lithographie optique par contact. L'alignement des masques sur l'échantillon et l'exposition sont effectués avec un aligneur MJB 3 de Karl Süss® à lampe à vapeur de mercure dont les raies utiles sont les raies I (365 nm) et H (405 nm). Pour toutes les étapes de métallisation, la résine positive à inversion à contraste AZ® 5214 E de Hoechst est systématiquement utilisée; avec cette résine, le profil négatif nécessaire pour la technique du "lift-off" [1] est obtenu sans traitement chimique spécifique et, sur les masques, seules les structures sont opaques, ce qui facilite la procédure d'alignement. Pour les autres étapes, la résine positive Microposit® 1400-27 de Shipley est préférée, car elle est moins chère, plus facile d'utilisation et adhère mieux à la surface du semiconducteur, ce qui est essentiel pour les étapes de gravure. Dans les deux cas, la résine photosensible après illumination est développée dans une solution basique prête à l'emploi Microposit® MF-319.

### III.1.2 Croissance de la structure

Comme déjà mentionné au paragraphe II.3.1 du chapitre II, les structures p-i-n sont obtenues par épitaxie à jets chimiques (CBE pour Chemical Beam Epitaxy). Mais comme cette technique dérive de l'épitaxie à jets moléculaires (MBE pour Molecular Beam Epitaxy), qui d'autre part est utilisée pour la croissance des structures HEMT, nous allons d'abord brièvement présenter cette technique.

#### III.1.2.a épitaxie à jets moléculaires

Le principe de cette technique est la condensation sur un substrat monocristallin de flux moléculaires ou atomiques dans une enceinte sous ultravide. Si une basse pression est nécessaire pour assurer un régime moléculaire des flux, l'ultravide garantit en plus une faible pression partielle des éléments indésirables susceptibles de s'incorporer dans la couche en cours de croissance. Le substrat est chauffé afin d'éviter la condensation de l'arsenic (As, élément du groupe V) et pour conférer aux différents atomes du groupe III (aluminium Al, gallium Ga et

indium In) une énergie suffisante qui leur permet d'atteindre leurs sites respectifs. Les flux élémentaires sont obtenus par évaporation de sources solides de haute pureté placées dans des cellules à effusion; le contrôle de la température de ces cellules permet d'ajuster les flux qui peuvent être coupés en agissant sur des caches placés devant les cellules. La nature et la composition des alliages épitaxiés dépendent de l'intensité relative des flux des divers éléments; les vitesses de croissance sont typiquement de l'ordre du micromètre par heure. Ce principe d'épitaxie est relativement simple, mais la réalisation pratique d'un tel système est complexe et donc coûteuse et le taux de croissance est faible. Une bonne homogénéité latérale des épaisseurs et des compositions est obtenue avec un substrat placé sur un socle tournant et une bonne conception des cellules à effusion. Des interfaces très abruptes, mais aussi des alliages à composition graduelle peuvent être obtenus en technique MBE.

L'équipement de MBE de l'Institut de Micro- et Optoélectronique (IMO) est basé sur un réacteur commercial VG V80H de Vacuum Generators®; comme il n'est pas équipé de source solide de phosphore (P), seuls les alliages Al-Ga-In-As sont réalisables [2].

### *III.1.2.b épitaxie à jets chimiques*

Dans la technique CBE, les sources des éléments du groupe III et du groupe V sont gazeuses et non solides, ce qui permet d'éviter les problèmes liés aux sources solides de P (ignition spontanée). Comme en MBE, l'enceinte est sous ultravide et les espèces arrivent également sur le substrat sous forme de jets moléculaires, mais ces derniers peuvent être coupés grâce à des valves plus efficaces que les caches [3]. Les précurseurs des éléments du groupe III sont des organométalliques qui se décomposent sur la surface du substrat chauffé avant d'être incorporés dans le réseau cristallin en cours de croissance, si bien qu'en CBE, les mécanismes de croissance sont fortement influencés par des réactions de surface. Les sources d'éléments V (organométalliques ou hydrures) sont quant à elles décomposées par craquage thermique dans une cellule appropriée avant d'atteindre le substrat [4].

Le système de CBE installé à l'IMO s'articule aussi autour d'un bâti VG V80H; les sources pour les éléments du groupe III sont des organométalliques purs : triméthyle-indium (TMIn) et triéthyle-gallium (TEGa), tandis que les sources des éléments V sont des hydrures purs : arsine ( $\text{AsH}_3$ ) et phosphine ( $\text{PH}_3$ ); actuellement le système n'est pas équipé d'une source d'aluminium. Les dopants utilisés sont le silicium (Si) et le béryllium (Be), pour le type n et le type p respectivement, et les sources sont toutes deux solides.

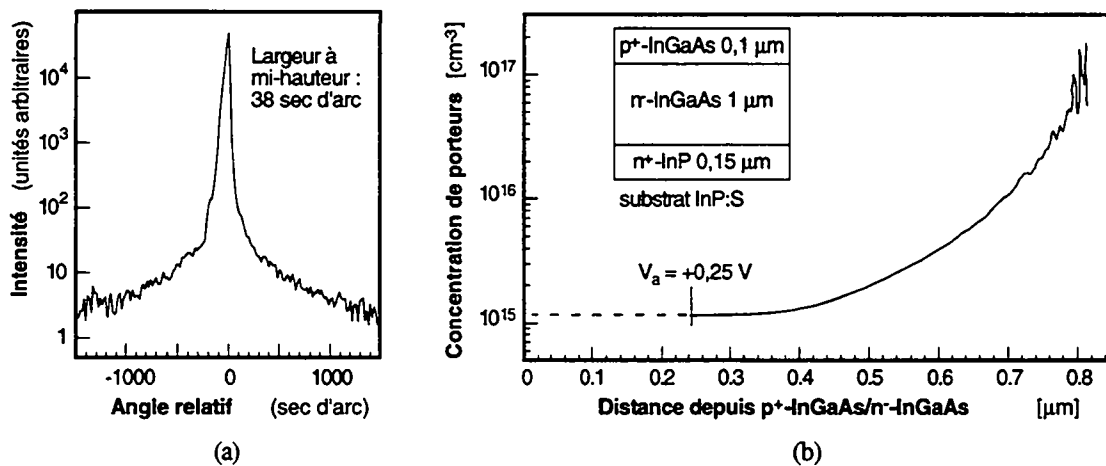
La courbe de diffraction de rayons X d'une structure p-i-n est représentée à la figure III.2(a). Comme on ne distingue pas le pic de l'InGaAs de celui du substrat InP, on peut conclure à un excellent accord de maille entre les deux matériaux; de plus la finesse du pic témoigne du bon contrôle de la composition tout au long de la croissance.

Un profil de concentration de porteurs typique est montré à la figure III.2(b), le niveau de dopage résiduel de l'InGaAs non intentionnellement dopé est de  $10^{15} \text{ cm}^{-3}$ . L'augmentation de

la concentration lorsque l'on se rapproche de l'interface  $n^{\text{-}}\text{-InGaAs}/n^{\text{+}}\text{-InP}$  peut en partie être attribuée à une traînée de Si liée à un processus de ségrégation en surface, ainsi qu'à la réévaporation de Si possible même après la fermeture du cache de la source. Dans l'interprétation des mesures C-V utilisées pour déterminer le profil de dopage, il faut également tenir compte des limitations intrinsèques de ce type de mesures. En effet, si la concentration de porteurs réelle varie de manière importante sur une distance inférieure à la longueur de Debye  $L_D$ , alors la concentration apparente d'électrons obtenue par C-V est une moyenne de la concentration réelle, prise sur une distance de l'ordre de grandeur de  $L_D$  [5]. La longueur de Debye est donnée par :

$$L_D = \sqrt{\frac{\epsilon k T}{q^2 n}} \quad (\text{III.1})$$

où  $n$  est la concentration réelle d'électrons et les autres symboles ont leur signification habituelle. Avec  $n = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ , on trouve  $L_D = 0,14 \text{ }\mu\text{m}$  dans l'InGaAs à 300 K, donc la concentration de porteurs à l'hétérojonction isotype InGaAs/InP varie effectivement de manière importante sur une distance considérablement inférieure à la longueur de Debye. De plus, dès que le bord de la zone de déplétion de la jonction  $p^{\text{+}}\text{-InGaAs}/n^{\text{-}}\text{-InGaAs}$  se retrouve à l'intérieur de la zone de transition due à l'hétérojonction  $n^{\text{-}}\text{-InGaAs}/n^{\text{+}}\text{-InP}$ , le moyennage de Debye induit une concentration apparente d'électrons jusqu'à plusieurs ordres de grandeur supérieure à la concentration réelle [6]. Comme nos structures p-i-n ne sont pas optimisées pour une caractérisation de l'hétérojonction InGaAs/InP par la mesure C-V [7], les limitations de cette technique apparaissent d'autant plus clairement.



**Fig. III.2** Courbe de diffraction de rayons X d'une structure p-i-n (a) et profil de concentration dans la zone d'absorption en InGaAs non dopé calculé à partir d'une mesure C-V (b); la tension de polarisation directe maximale est de 0,25 V; au-delà, le courant à travers la jonction devient trop important et la mesure de la capacité n'est plus possible.



Avant d'être introduit dans le bâti d'épitaxie, les substrats sont collés sur un porte-substrat à l'aide d'indium réparti sur leur face arrière. Or, durant la croissance, cet indium réagit avec le substrat et la face arrière devient très rugueuse à l'échelle macroscopique. Comme une illumination par l'arrière des photodiodes est prévue, la face arrière du substrat nécessite un polissage. Cette opération est menée en deux étapes : d'abord un polissage mécanique avec de la poudre de Si, puis un aspect miroir est obtenu par un polissage mécanico-chimique dans une solution de brome-méthanol ( $\approx 2\%$ ).

### III.1.3 Contacts ohmiques de type p

Pour des diodes illuminées depuis la face arrière, le contact ohmique p est un disque (on considérera toujours des diodes circulaires), ce qui permet d'assurer une distribution quasi uniforme des lignes de courant sous le contact dans  $p^+$ -InGaAs [8]. Par contre, lorsque les diodes sont illuminées depuis le dessus, le contact p est généralement un anneau, car les épaisseurs et la nature des métaux habituellement utilisés rendent le contact opaque.

En plus d'être ohmiques, ces contacts doivent présenter une résistivité spécifique  $\rho_c$  (en  $\Omega\cdot\text{cm}^2$ ) minimale, de façon à diminuer la résistance série de la photodiode. Le contact p étant situé au-dessus de la zone d'absorption, il faut encore garantir qu'une éventuelle diffusion des espèces depuis la surface ne détériore pas la qualité du  $n$ -InGaAs. Cette dernière exigence fait que les métaux les plus couramment utilisés sont le titane (Ti), le platine (Pt) et l'or (Au), où le Ti et le Pt font office de couches d'adhésion et de barrière à la diffusion de l'Au. Une interface complexe de seulement 80 nm a été mesurée dans l'InGaAs après un alliage à 450 °C pendant 30 sec de Ti (75 nm)/Pt (75 nm) [9]. La possibilité de réaliser des contacts ohmiques de type p à faible résistivité et sans diffusion profonde des espèces justifie la structure p-i-n avec la couche  $p^+$ -InGaAs au sommet.

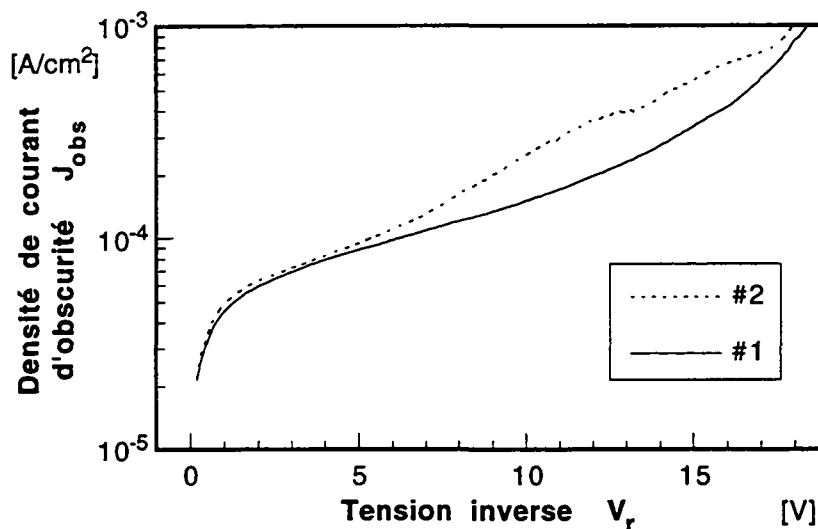
Pour toutes les étapes de métallisation réalisées au cours de ce travail, une évaporatrice à faisceau d'électrons AP&T® a été utilisée. Avant chaque évaporation, l'échantillon est systématiquement désoxydé dans une solution d'acide chlorhydrique (1 HCl : 5 H<sub>2</sub>O). Les contacts p sont constitués de Ti (20 nm), Pt (30 nm) et Au (150 nm). Comme la séquence de fabrication prévoit une métallisation finale, l'or n'est pas strictement nécessaire à ce stade; néanmoins, l'expérience nous a appris qu'avec cette couche épaisse d'or, l'adhérence des contacts était nettement améliorée. La qualité des contacts ohmiques est évaluée par la méthode de la ligne de transmission (TLM pour Transmission Line Model) [10]; il s'agit d'une structure large de 100  $\mu\text{m}$ , avec des plots de contacts espacés de 2  $\mu\text{m}$  à 16  $\mu\text{m}$ . Les contacts se sont révélés ohmiques, même sans alliage; compte tenu de la faible largeur de bande de l'InGaAs et du niveau de dopage ( $\approx 4\cdot 10^{18}\text{ cm}^{-3}$ ), un tel résultat était prévisible. Comparée aux valeurs de la littérature [9,11], la faible résistance spécifique obtenue (typiquement  $7\cdot 10^{-5}\text{ }\Omega\cdot\text{cm}^2$ ) est le signe d'une bonne préparation de surface avant évaporation. Dans le but d'augmenter la

propreté de la surface, nous avons évalué l'effet d'un nettoyage préalable dans un plasma oxygène ( $O_2$ ) à basse pression et faible puissance. Les résultats obtenus ne sont pas satisfaisants, puisqu'une augmentation de plus de 50 % de la résistance de couche a été mesurée et qu'une désoxydation n'a pas remédié aux dégâts causés par le plasma.

Bien que les meilleures résistivités soient obtenues après un alliage rapide à 400 °C-450 °C, un alliage spécifique des contacts p n'est pas prévu, de façon à éviter toute détérioration de la qualité de la zone d'absorption située à seulement 100 nm de la surface. Les contacts p étant réalisés en premier, ils subiront néanmoins l'alliage prévu pour les contacts ohmiques de type n, à savoir 30 sec entre 320 °C et 340 °C. Après ce traitement, la résistance spécifique des contacts p ne diminue que légèrement pour atteindre  $5,8 \cdot 10^{-5} \Omega\text{-cm}^2$ , mais absolument aucun signe de diffusion d'espèces n'a pu être décelé, tant par des mesures C-V que I-V.

### III.1.4 Définition des surfaces actives

Cette étape consiste en un décapage de l'InGaAs (couche de contact p et couche d'absorption) et, bien que technologiquement relativement simple, elle est extrêmement critique. En effet le périmètre de la jonction de type "mésa" est mis en contact avec l'environnement ambiant à ce moment.



**Fig. III.3** Caractéristiques J-V de diodes réalisées sur la même structure épitaxiale et mesurées immédiatement après la définition des zones actives. Pour les diodes #1 ( $\varnothing$  270  $\mu\text{m}$ ), la solution d'attaque a été préparée juste avant le décapage, tandis que pour les diodes #2 ( $\varnothing$  55  $\mu\text{m}$ ), la solution n'était pas fraîche et avait déjà été utilisée pour d'autres attaques. Au-delà de  $V_r = 5$  V, la différence de comportement qui apparaît dans la caractéristique J-V est le signe d'une conduction supplémentaire par les flancs pour les diodes #2. A plus forte tension, le courant est dominé par des effets de volume et les deux courbes ont tendance à se rejoindre.

En fait cette étape a deux fonctions, la première est de définir l'aire des photodiodes et la deuxième est d'atteindre la couche de  $n^+\text{-InP}$  afin d'y déposer les contacts ohmiques de type n.

Nous avons utilisé trois jeux de masques différents, tous avec des diodes circulaires dont les diamètres sont de 30/55  $\mu\text{m}$ , 50/75/90/100/120  $\mu\text{m}$  et 270  $\mu\text{m}$ . Le choix du jeu de masques est dicté par l'étape technologique que l'on désire tester ou le genre de mesures souhaitées.

Le décapage est réalisé par attaque humide dans une solution d'acide phosphorique et de peroxyde ( $4 \text{ H}_3\text{PO}_4 : 1 \text{ H}_2\text{O}_2 : 10 \text{ H}_2\text{O}$ ), dont la vitesse d'attaque est d'environ 0,7  $\mu\text{m}/\text{min}$  à 22 °C. Les solutions de ce type sont hautement sélectives entre les ternaires et l'InP, ce qui nous permet de décaper tout l'InGaAs sans risques pour l'InP, même en cas de surattaque. Le profil d'attaque est un point auquel il est important d'être attentif : dans le plan  $(1\bar{1}0)$ , les flancs sont bien sortants comme représenté à la figure III.1, par contre dans le plan orthogonal  $(110)$ , les flancs sont rentrants [12]. Afin d'éviter les risques de cassures des pistes métalliques sur les coins des mésas, il faut veiller à ce que les masques soient conçus et orientés par rapport à l'échantillon de telle façon que les flancs recouverts par du métal soient toujours sortants.

La propreté de la solution d'attaque est primordiale pour cette étape et une nouvelle solution d'attaque doit impérativement être utilisée pour chaque attaque. Une augmentation du courant d'obscurité suite à l'emploi d'une solution polluée est clairement mise en évidence à la figure III.3.

### III.1.5 Contacts ohmiques de type n

Outre la métallisation finale, la réalisation des contacts ohmiques de type n est la seule étape de fabrication que les photodiodes p-i-n ont en commun avec les transistors HEMTs.

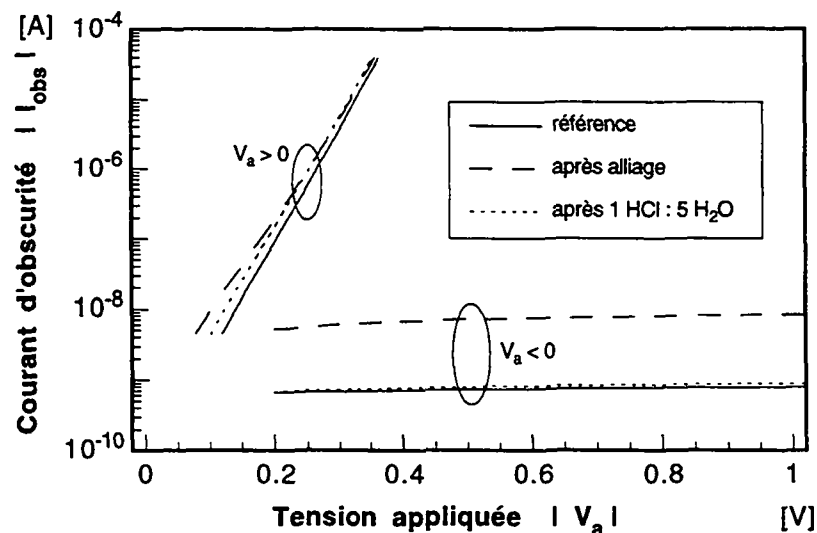


Fig. III.4 Caractéristiques I-V directes et inverses avant alliage (référence), après alliage à 330 °C et après désoxydation d'une diode de  $\varnothing$  100  $\mu\text{m}$ . Sous polarisation directe, les facteurs d'idéalité  $n$  sont respectivement 1,05, 1,21 et 1,07.

Pour les diodes, les contacts n sont relativement peu critiques, car les phénomènes d'interdiffusion durant l'alliage n'ont nul besoin d'être contrôlés et la part prise par la résistivité

spécifique du contact n dans la résistance série de la diode n'est pas prépondérante [13]. Pour les HEMTs, la résistivité des contacts n influence directement les résistances d'accès de la source  $R_S$  et du drain  $R_D$ . Or ces résistances d'accès doivent être minimisées afin d'augmenter la transconductance extrinsèque  $g_m$  et les performances hautes-fréquences des transistors [14].

En conséquence, dans l'optique de la réalisation de photorécepteurs, les paramètres de cette étape sont directement issus d'une procédure d'optimisation des contacts n pour les HEMTs [15] : déposition par évaporation de nickel (Ni) 10 nm, de germanium (Ge) 50 nm et d'or (Au) 80 nm, puis alliage pendant 30 sec autour de 330 °C sous atmosphère de protection (mélange hydrogène-azote,  $H_2-N_2$ ) [16].

Malgré l'atmosphère de protection, il s'est avéré que la procédure d'alliage avait une influence néfaste sur la caractéristique I-V des photodiodes p-i-n, tant sous polarisation directe (augmentation du facteur d'idéalité  $n$ ), que sous polarisation inverse (augmentation du courant d'obscurité). Nous avons pu vérifier que les caractéristiques mesurées avant alliage pouvaient être systématiquement retrouvées si, après l'alliage, l'échantillon était désoxydé dans 1 HCl : 5  $H_2O$  pendant 40 sec (Fig. III.4).

### III.1.6 Passivation

En microélectronique sur silicium, les excellentes propriétés chimiques, mécaniques et surtout électriques de l'oxyde natif  $SiO_2$  permettent d'obtenir des interfaces diélectrique/Si de très haute qualité. Il en va tout autrement avec les matériaux III-V où les oxydes natifs sont de piètre qualité. Dans le cas de l'InGaAs, chacun des trois éléments peut donner lieu à un oxyde solide :  $In_2O_3$ ,  $Ga_2O_3$  et  $As_2O_3$ . De plus, par analogie avec la système oxyde natif/GaAs, l'oxyde d'arsenic  $As_2O_3$ , une fois formé, peut réagir avec l'InGaAs pour donner lieu à de l'arsenic élémentaire en surface [17] :



A cause des défauts de stoechiométrie qu'ils engendrent, ces oxydes et l'arsenic élémentaire sont à l'origine d'états d'interface [18]; de plus, l'oxyde d'indium  $In_2O_3$  est conducteur. Ces éléments, additionnés à la faible largeur de bande interdite de l'InGaAs, sont susceptibles d'augmenter de manière importante le courant de fuite par la surface des diodes réalisées dans ce matériau. Comme un processus d'oxydation est possible, bien que lent, même à température ambiante, une passivation de la jonction est donc en principe nécessaire pour assurer une stabilité à long terme des diodes. Dans le cadre de ce travail, ce n'est pas tant pour assurer une stabilité à long terme qu'une passivation est nécessaire, mais plutôt pour permettre de déposer des plots de contact à côté des diodes (étape de métallisation finale).

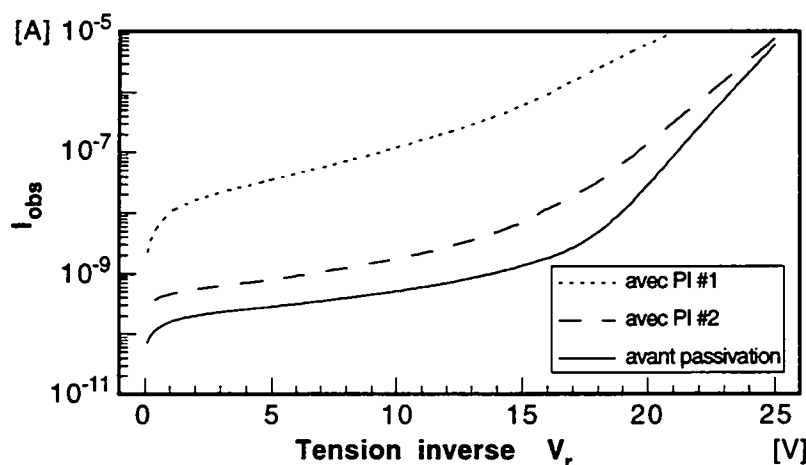
Toutefois, et c'est là que réside toute la difficulté de cette étape, la procédure de passivation est elle-même fréquemment une cause d'oxydation et donc de dégradation des caractéristiques I-V. Susa *et al.* ont par exemple montré que le courant d'obscurité de diodes en InGaAs variait

de plusieurs ordres de grandeur, selon qu'elles étaient recouvertes ou non de  $\text{SiO}_2$  [19]. Par la suite, Yeats *et al.* ont proposé le polyimide comme matériau de passivation, après avoir observé que le  $\text{SiO}_2$  et le nitrure de silicium ( $\text{Si}_3\text{N}_4$ ), même utilisés avec succès pour passiver des dispositifs en InP ou en GaAs, ne convenaient pas pour les diodes en InGaAs [20]. Plus récemment, des techniques plus complexes faisant intervenir un dépôt de  $\text{Si}_3\text{N}_4$  par déposition en phase vapeur assistée par plasma (PECVD pour Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition) en deux étapes [21] ou le dépôt, dans une MBE, d'une fine couche de Si, recouverte ensuite de  $\text{SiO}_2$  [22], ont été proposées. Quelle conclusion en tirer? Au regard de l'équipement à disposition à l'IMO, une passivation avec du polyimide semble être la mieux indiquée, d'abord parce que sa mise en oeuvre est simple et ne nécessite pas d'équipement lourd : le polyimide se présente sous la forme d'une solution visqueuse et est appliqué sur la surface de l'échantillon de la même façon que la résine photosensible. Ensuite parce que c'est un procédé doux qui peut s'effectuer à basse température et ne pose de ce fait normalement pas de problèmes de compatibilité avec les autres étapes technologiques. Des tests de fiabilité à long terme n'étant pas prévus, pour nous une passivation est réussie si de bonnes caractéristiques I-V sont maintenues.

Le polyimide (PI) que nous avons utilisé est du Pyralin® PI-2555 de Dupont dont la viscosité est ajustée pour obtenir une couche d'environ 1  $\mu\text{m}$  d'épaisseur. Contrairement à d'autres, ce polyimide n'est pas photosensible et il est recuit une première fois (120 °C pendant 40 min) avant l'application d'une couche de résine photosensible positive conventionnelle. Après ce premier recuit, le PI est partiellement durci et nous avons remarqué que pour éviter toutes craquelures, il était préférable de ne pas plaquer trop fortement le masque sur l'échantillon durant la phase d'exposition. Le PI se dissout dans la même solution que celle utilisée pour le développement de la résine insolée. Après le retrait de la résine résiduelle dans de l'acétone, le PI doit être recuit une seconde fois pendant 120 min afin de le rendre chimiquement stable et en particulier résistant à la solution de développement. Le fabricant recommande un recuit à 350 °C, mais comme il mentionne aussi que des bons résultats peuvent être obtenus à 180 °C seulement, nous avons décidé de ne pas dépasser 200 °C afin de préserver les dispositifs. Effectivement les essais de recuit à cette température n'ont révélé aucune dégradation ni des contacts ohmiques, ni des caractéristiques I-V et C-V des diodes.

Conformément à ce qui était normalement pratiqué à l'IMO, le deuxième recuit a d'abord été effectué sur une plaque chauffante portée à 200 °C. Une augmentation importante du courant d'obscurité (parfois considérablement plus marquée que pour la courbe PI#1 de la figure III.5) et surtout une augmentation rapide et continue en régime de fonctionnement ont été observées. La valeur initiale du courant peut être retrouvée en laissant la diode sous 0 V et ce comportement disparaît totalement si le PI est décapé. Un tel comportement peut semble-t-il s'expliquer par l'accumulation d'ions mobiles, dont l'origine serait une contamination du PI au périmètre de la jonction p-n [23]. Ces observations nous ont conduit à élaborer une procédure de recuit de

l'échantillon recouvert de PI selon une rampe de température et sous flux constant de  $N_2$ . Le système développé à cette occasion a permis de notablement améliorer la situation, comme en témoigne la figure III.5, où la caractéristique I-V n'est que peu dégradée par la passivation.



**Fig. III.5** Caractéristiques I-V inverses de diodes de  $\varnothing 55 \mu\text{m}$ . Pour la diode avec PI #1, le PI a simplement été recuit sur une plaque chauffante, tandis que pour la diode avec PI #2, le PI a été recuit selon la procédure optimisée.

### III.1.7 Métallisation finale

L'étape de métallisation finale a pour but de réaliser des plots de contact à côté des diodes. Pour les diodes de petit diamètre (inférieur à  $75 \mu\text{m}$ ), de tels plots sont nécessaires afin de pouvoir contacter les diodes sous pointes par le dessus, ainsi que pour éventuellement souder des microfils d'or par thermo-compression. En outre, lors de l'intégration des détecteurs dans un photorécepteur, une telle étape est évidemment obligatoire si l'on veut les relier au reste du circuit. Technologiquement, la métallisation finale consiste simplement en la déposition d'une couche d'Or ( $\geq 200 \text{ nm}$ ), précédée d'une couche d'adhésion de Ti ( $\approx 10 \text{ nm}$ ). Avant l'évaporation des métaux, les échantillons sont systématiquement soumis à un nettoyage dans un plasma  $O_2$  à basse pression qui assure une bonne ouverture des fenêtres dans le PI et augmente l'adhésion du Ti.

C'est durant cette étape qu'apparaît la capacité parasite  $C_p$  introduite au paragraphe II.2.2.b. En effet, le recouvrement de  $n^+\text{-InP}$  par le plot de contact p, par-dessus le polyimide, crée une capacité métal-diélectrique-semiconducteur. Le remplacement du polyimide ( $\epsilon_r = 3,5$ ) par de l'air ( $\epsilon_r \approx 1$ ) permet de réduire la valeur de  $C_p$ ; la formation d'un tel pont à air est toutefois plus complexe et nécessite des étapes technologiques supplémentaires. Dans le cas des diodes intégrées dans un photorécepteur, une situation analogue se produit à la différence importante que la surface de  $n^+\text{-InP}$  recouverte par la métallisation est considérablement réduite (voir paragraphe V.2.1).

## III.2 Caractéristiques courant-tension

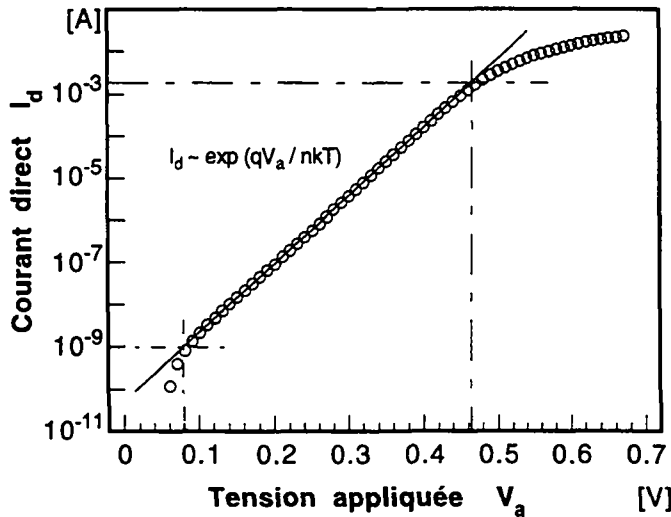
### III.2.1 Remarques préliminaires

Bien que nous ayons montré dans la section précédente qu'une procédure de passivation optimisée permettait de maintenir une caractéristique I-V très semblable à celle obtenue avant passivation, nous n'avons utilisé que des photodiodes non passivées pour cette étude de leurs caractéristiques électriques. Etant ainsi indépendantes d'une étape technologique délicate, les mesures sont plus représentatives de la qualité intrinsèque des dispositifs. D'autre part, même sans passivation, des mesures effectuées à plusieurs mois d'intervalle n'ont révélé aucune modification du courant d'obscurité. Par contre, à l'occasion de fortes variations du taux d'humidité dans le laboratoire, une variation de l'allure des caractéristiques a pu être observée.

Sous polarisation positive (Fig. III.6), le courant direct  $I_d$  peut se mettre sous la forme habituelle [24] :

$$I_d \sim \exp\left(\frac{q V_j}{n kT}\right) \equiv \exp\left(\frac{q V_a}{n kT}\right) \quad (\text{III.2})$$

où  $q$ ,  $k$  et  $T$  ont leur signification habituelle,  $V_j$  est la tension aux bornes de la jonction,  $V_a$  est la tension appliquée ( $V_a = V_j - R_s I_d$ , où  $R_s$  est la résistance série de la diode) et  $n$  est un facteur d'idéalité qui vaut entre 1 et 2.



**Fig. III.6** Caractéristique I-V directe d'une diode  $\varnothing$  100  $\mu\text{m}$  à température ambiante. Entre 1 nA ( $V_a = 0,08$  V) et 2 mA ( $V_a = 0,46$  V), le courant suit une loi exponentielle avec un facteur d'idéalité  $n$  de 1,04. Au-delà, des phénomènes résistifs apparaissent.

Pour nos diodes, le facteur d'idéalité est toujours compris entre 1,02 et 1,20, signe que le courant direct est dominé par la diffusion des trous injectés dans l'InGaAs faiblement dopé.

Les caractéristiques I-V directes permettent de déterminer la résistance de contact des diodes : en représentant  $dV_a/dI_d$  en fonction de  $1/I_d$ , on trouve la résistance de contact par régression

linéaire, en  $1/I_d = 0$ . Ainsi pour la diode de la figure III.6, on obtient par exemple une résistance de contact de  $6 \Omega$ .

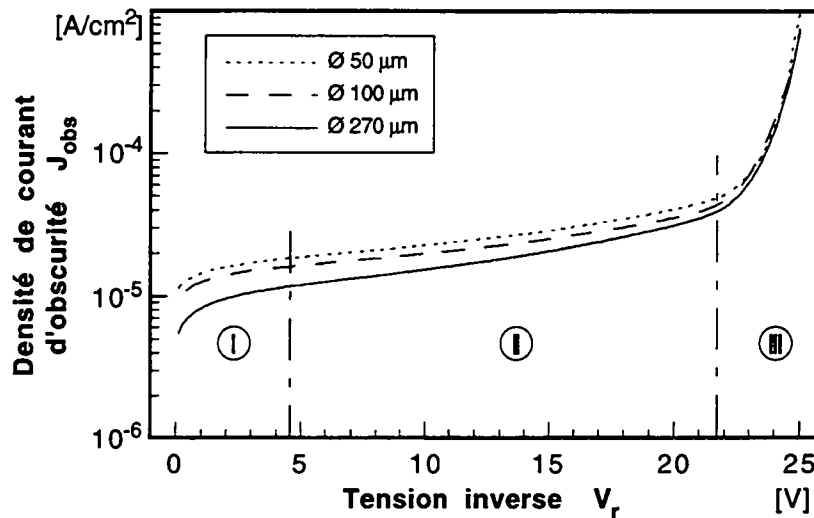


Fig. III.7 Caractéristiques J-V typiques de diodes de Ø 50/100/270 µm à température ambiante.

Les caractéristiques I-V sous polarisation inverse sont plus complexes à étudier. Pour des raisons pratiques, la tension inverse  $V_r$  maximale est de 25 V; néanmoins trois domaines distincts, tels que représentés à la figure III.7, ont été identifiés en fonction de  $V_r$ . Chacun de ces trois domaines est lié à une origine différente du courant d'obscurité  $I_{obs}$  et est abordé séparément dans les paragraphes qui suivent. Il s'est avéré que les trois domaines en question étaient le plus clairement différenciés pour les diodes réalisées sur une structure p-i-n dont la couche de n-InGaAs est d'épaisseur  $d_i = 1,6 \mu\text{m}$  et le dopage résiduel  $N_D = 5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  (croissance G-1037). Aussi ce sont les résultats obtenus avec ces diodes qui sont présentés ici; à noter toutefois que les diodes n'ont pas toutes été fabriquées simultanément, ce qui démontre que les résultats sont indépendants des étapes technologiques après la croissance. De la représentation de la densité de courant d'obscurité  $J_{obs}$  en fonction de  $V_r$  pour des diodes de différents diamètres (Fig. III.7), on peut déjà conclure que dans les trois régions définies le courant est dominé par des effets de volume : à 5 V, le courant est proportionnel à  $D^{1,7}$ , où D est le diamètre de la diode et à partir de 24 V, le courant est purement volumique.

Pour les diodes dont  $I_{obs}$  se démarque de l'allure décrite ci-après, la différence a pu être expliquée par des problèmes survenus soit durant la croissance (rugosité due à une mauvaise préparation de surface ou jonction métallurgique p<sup>+</sup>-InGaAs/n-InGaAs mal définie), soit durant la fabrication (utilisation d'une solution de décapage polluée).

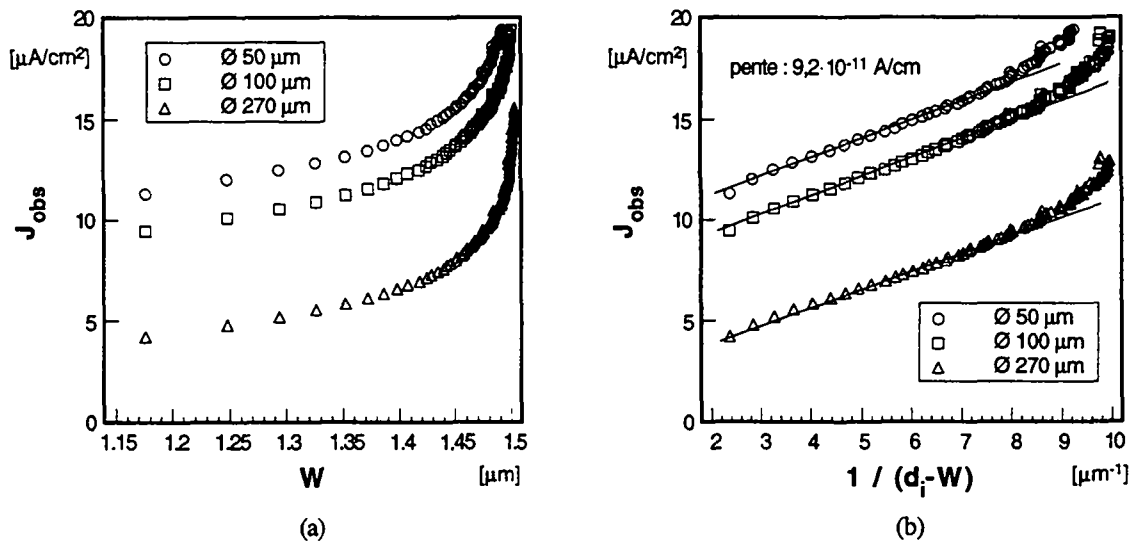


### III.2.2 I-V sous faible polarisation inverse

Sous faible polarisation, l'augmentation de  $I_{obs}$  avec  $V_r$  des photodiodes p-i-n InGaAs/InP est généralement attribuée au mécanisme de génération-recombinaison dans la zone de charge d'espace [25-28]. Le courant de génération-recombinaison volumique  $I_{gr}$  est donné par [29] :

$$I_{gr} = q A n_i W \frac{1}{2\tau_{eff}} (e^{qV_a/2kT} - 1) \quad (III.3)$$

où  $A$  est l'aire de la diode,  $n_i$  la concentration intrinsèque de l'InGaAs,  $W$  la largeur de la zone de charge d'espace et  $\tau_{eff}$  est la durée de vie effective des porteurs à l'intérieur de la zone de charge d'espace;  $\tau_{eff}$  dépend du type de pièges présents dans l'InGaAs. Si  $I_{obs}$  était un courant de génération-recombinaison, pour  $V_r > 2kT/q$ , il devrait être proportionnel à  $W$ . Or la figure III.8(a), où  $J_{obs}$  est représenté en fonction de  $W$  ( $W$  étant déterminé par une mesure C-V), ne montre pas réellement une dépendance de ce type. Par contre une dépendance en  $(d_i - W)^{-1}$  semble nettement plus marquée (Fig. III.8(b)). Une telle dépendance peut s'expliquer si l'on considère le courant de diffusion.



**Fig. III.8**  $J_{obs}$  en fonction de  $W$  (a) pour des diodes de  $\varnothing$  50/100/270  $\mu m$  et  $J_{obs}$  des mêmes diodes, mais en fonction de  $(d_i - W)^{-1}$ , avec  $d_i = 1,6 \mu m$  (b). Pour les deux figures, la plage de tension est :  $0.1 \leq V_r \leq 5 V$  et les mesures ont été effectuées à température ambiante.

Le courant de diffusion  $I_{diff}$  s'exprime sous la forme :

$$I_{diff} = I_s (e^{qV_a/kT} - 1) \quad (III.4)$$

où  $I_s$  est le courant de saturation. Comme la couche d'absorption en n-InGaAs n'est pas totalement déplétée lorsque  $V_r$  est compris entre 0 V et approximativement 3 V, ce courant de saturation est dû à la diffusion des électrons dans p<sup>+</sup>-InGaAs et des trous dans n-InGaAs non déplété vers le bord de la zone de charge d'espace. A 0 V,  $W$  vaut 1,1  $\mu m$  et l'épaisseur de

$n^-$ -InGaAs non déplété, donné par  $(d_i - W)$ , est inférieure à la longueur de diffusion  $L_p > 10 \mu\text{m}$  [30]; de même l'épaisseur de  $p^+$ -InGaAs,  $d_p = 100 \text{ nm}$ , est inférieure à  $L_n \approx 1,5 \mu\text{m}$ . La jonction est donc "courte" à la fois du côté  $p$  et du côté  $n$  et le courant de saturation est donné par [29] :

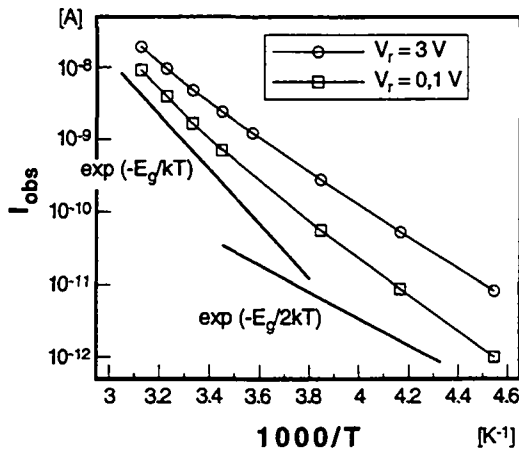
$$I_s = q A n_i^2 \left( \frac{D_n}{d_p} \frac{1}{N_A} + \frac{D_p}{(d_i - W)} \frac{1}{N_D} \right) \quad (\text{III.5})$$

où  $D_n$ ,  $D_p$  sont les coefficients de diffusion des minoritaires et  $N_A$ ,  $N_D$  sont les concentrations de majoritaires respectivement dans  $p^+$ -InGaAs et  $n^-$ -InGaAs. Comme  $N_A$  ( $2,5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ) est considérablement plus grand que  $N_D$  ( $5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ ), le premier terme dans la parenthèse de (III.5) est négligeable devant le second et le courant de diffusion devient :

$$I_{\text{diff}} = q A n_i^2 \frac{D_p}{N_D} \frac{1}{(d_i - W)} (e^{qV_a/kT} - 1) \quad (\text{III.6})$$

et pour  $V_r > kT/q$ , on a bien  $I_{\text{obs}} \sim (d_i - W)^{-1}$ .

Avec  $n_i = 5,4 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ , la pente de  $9,2 \cdot 10^{11} \text{ A/cm}$  obtenue à la figure III.8(b) et en supposant une jonction parfaitement abrupte avec un dopage constant  $N_D = 5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ , on obtient  $D_p \approx 1 \text{ cm}^2/\text{s}$ ; avec une mobilité des trous de  $400 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  (valeur utilisée au paragraphe II.2.2.a), on trouve  $D_p = kT\mu/q = 10 \text{ cm}^2/\text{s}$  à température ambiante. La différence tend à faire penser que le dopage moyen de  $n^-$ -InGaAs est plus élevé que le résiduel et vaut  $5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ .



**Fig. III.9** Courant d'obscurité de diodes de  $\varnothing 270 \mu\text{m}$  à 0,1 V et 3 V pour des températures entre 220 K et 320 K. Les pentes en  $\exp(-E_g/kT)$  et  $\exp(-E_g/2kT)$  représentent respectivement la variation en température dominante d'un courant de diffusion et d'un courant de génération-recombinaison ( $E_g = 0,75 \text{ eV}$ ).

La variation avec la température de  $I_{gr}$  et  $I_{\text{diff}}$  est principalement donnée respectivement par  $n_i$  et  $n_i^2$ , avec  $n_i$  proportionnel à  $\exp(-E_g/2kT)$ , où  $E_g$  est la largeur de bande interdite de l'InGaAs. Ainsi une mesure du courant d'obscurité à différentes températures doit permettre de distinguer un courant de génération-recombinaison, qui varie comme  $\exp(-E_g/2kT)$ , d'un courant de diffusion qui varie comme  $\exp(-E_g/kT)$ . On constate sur la figure III.9 qu'effectivement, aux faibles tensions considérées,  $I_{\text{obs}}$  varie plus comme un courant de

diffusion pour les températures entre 280 K et 320 K. A plus basse température, les mécanismes de génération deviennent plus importants.

### III.2.3 I-V sous polarisation inverse moyenne

Dans le deuxième domaine de tensions défini à la figure III.7, soit approximativement entre 5 V et 20 V, le courant d'obscurité augmente avec  $V_r$  selon une loi du type :

$$I_{\text{obs}} = I_0 e^{aV_r} \quad (\text{III.7})$$

Un modèle de génération activée par le champ électrique a été proposé, à l'origine par Patillon *et al.* [31], pour tenter de trouver une explication à ce comportement exponentiel. Dans ce modèle, le processus de génération est un mécanisme en deux étapes. Un électron piégé par un centre profond est d'abord excité thermiquement vers un état intermédiaire, puis est émis vers la bande de conduction par effet tunnel sous l'action du champ électrique.

Vincent *et al.* [32] avaient auparavant développé une expression analytique du taux d'émission des électrons qui prend en compte ce processus en deux étapes. Sans présumer de la forme de la barrière tunnel et avec un piège d'énergie  $E_t$ , le taux d'émission total  $e_n$  s'écrit :

$$e_n = e_{Tn} \frac{4}{3} \sqrt{\frac{\pi}{(kT)^3}} \frac{q\hbar\mathcal{E}}{\theta\sqrt{m_0}} \exp\left[\frac{4}{27(kT)^3} \left(\frac{q\hbar\mathcal{E}}{\theta\sqrt{m_0}}\right)^2\right] \quad (\text{III.8})$$

avec les limites de validité suivantes :

$$\frac{3}{2}(kT)^{3/2} < \frac{q\hbar\mathcal{E}}{\theta\sqrt{m_0}} < \frac{3}{2}kT \sqrt{E_c - E_t} \quad (\text{III.9})$$

où  $\mathcal{E}$  est le champ électrique,  $E_c$  l'énergie de la bande de conduction et  $m_0$  la masse au repos de l'électron;  $\theta$  est un paramètre sans dimension qui dépend de la forme de la barrière tunnel et de la masse effective des porteurs  $m^*$  [33]: pour une barrière parabolique  $\theta\sqrt{m_0} = \pi\sqrt{m^*} / \sqrt{8}$  et pour une barrière triangulaire  $\theta\sqrt{m_0} = 4\sqrt{2m^*} / 3$ ;  $e_{Tn}$  est le taux d'émission purement thermique donné par [29] :

$$e_{Tn} = n_i \sigma_n v_{th} \exp\left(\frac{E_t - E_i}{kT}\right) \quad (\text{III.10})$$

où  $v_{th}$  est la vitesse thermique des porteurs,  $\sigma_n$  la section efficace de capture du piège profond et  $E_i$  l'énergie intrinsèque. Comme  $e_n$  est très dépendant du champ qui apparaît au carré dans le terme exponentiel de (III.8), on peut remplacer  $\mathcal{E}$  par  $\mathcal{E}_m$ , le champ maximum. Pour une diode p-n-n dont la zone n<sup>-</sup> est totalement déplétée, le champ électrique maximum est donné approximativement par :

$$\mathcal{E}_m \equiv \frac{(V_r + V_{bi})}{W} \quad (\text{III.11})$$

où  $V_{bi}$  est le potentiel interne de la jonction.

En négligeant les termes de capture et en supposant que la concentration  $N_t$  du piège d'énergie  $E_t$  est uniforme dans toute la zone de charge d'espace  $W$ , le courant de génération est donné par :

$$I_g = q A N_t W \frac{e_n e_p}{e_n + e_p} \quad (\text{III.12})$$

Dans l'InGaAs les masses effectives des électrons et des trous légers sont proches ( $m_n^* = 0,041 m_0$  et  $m_{lh}^* = 0,051 m_0$ ), tandis que celle des trous lourds est plus grande ( $m_{hh}^* = 0,47 m_0$ ). Ces derniers sont donc peu sensibles à un effet tunnel et d'autre part on peut supposer que le taux d'émission des trous légers  $e_p$  va présenter une dépendance avec le champ électrique similaire à celle de  $e_n$ . Dans ce cas, le courant de génération activé par le champ électrique  $I_{gC}$  s'écrit :

$$I_{gC} = \frac{q A n_i N_t W}{\sigma_n \exp\left(\frac{E_t - E_i}{kT}\right) + \sigma_p \exp\left(\frac{E_i - E_t}{kT}\right)} \frac{\sigma_n \sigma_p v_{th}}{3} \sqrt{\frac{\pi}{(kT)^3}} \frac{q \hbar \mathcal{E}_m}{\theta \sqrt{m_0}} \exp\left[\frac{4}{27(kT)^3} \left(\frac{q \hbar \mathcal{E}_m}{\theta \sqrt{m_0}}\right)^2\right] \quad (\text{III.13})$$

Dans le domaine de tension qui nous occupe,  $W$  augmente de moins de 2 % et peut donc être considéré comme invariant; si de plus on néglige la variation du terme pré-exponentiel avec la tension, (III.13) peut s'écrire sous la forme :

$$I_{obs} = I_{00} e^{bV_r^2} \quad (\text{III.14})$$

Il paraît intéressant à ce stade de vérifier si  $I_{obs}$  est effectivement mieux approximé par une loi en  $\exp(bV_r^2)$  (III.14), que par  $\exp(aV_r)$  (III.7). La figure III.10 montre qu'en effet le comportement exponentiel de  $I_{obs}$  est légèrement mieux marqué si le courant est représenté en fonction de  $V_r^2$  et, à température ambiante, l'expression (III.14) modélise le courant d'obscurité entre 8 V et 21 V. On peut s'assurer que cette plage de tension est bien à l'intérieur des limites de validité (III.9) de l'expression analytique du taux d'émission  $e_n$ . Dans le cas particulier d'un piège situé au milieu de la bande interdite et pour une barrière tunnel parabolique, ces limites de validité exprimées en fonction de  $V_r$  à température ambiante sont :  $7,3 \text{ V} < V_r < 29,3 \text{ V}$ .

De la dépendance exponentielle de  $I_{00}$  avec l'inverse de la température (Fig. III.11(a)), on déduit une énergie d'activation  $E_A$  de 0,47 eV pour le courant d'obscurité entre 8 V et 21 V. La différence de 100 meV entre cette énergie d'activation et le milieu de la bande interdite de l'InGaAs suggère un mécanisme de génération impliquant plusieurs pièges, comme cela a déjà été envisagé pour des structures semblables [26]. D'autre part, avec un unique piège au milieu

de la bande interdite ( $E_t = E_i$ ), la dépendance en température de  $I_{00}$  devrait essentiellement suivre celle de  $n_i$  en  $\exp(-E_g/2kT)$ , ce qui n'est clairement pas le cas. De plus, une mesure DLTS (Deep Level Transient Spectroscopy) effectuée sur ces diodes n'a révélé la présence d'aucun piège avec une concentration supérieure à  $10^{12} \text{ cm}^{-3}$ . Cette absence de piège joue évidemment aussi un rôle dans le fait qu'à faible polarisation le courant de génération soit dominé par le courant de diffusion.

Comme nous n'avons mesuré aucune variation de  $W$  entre 320 K et 220 K, d'après (III.13), la variation du paramètre  $b$  avec la température devrait être en  $1/T^3$ . Or la figure III.11(b) montre qu'une telle dépendance n'est réalisée que pour les températures supérieures à 280 K. Ce modèle analytique du courant de génération activé par le champ électrique où l'on ne considère qu'un seul piège trouve sans doute là ses limites.

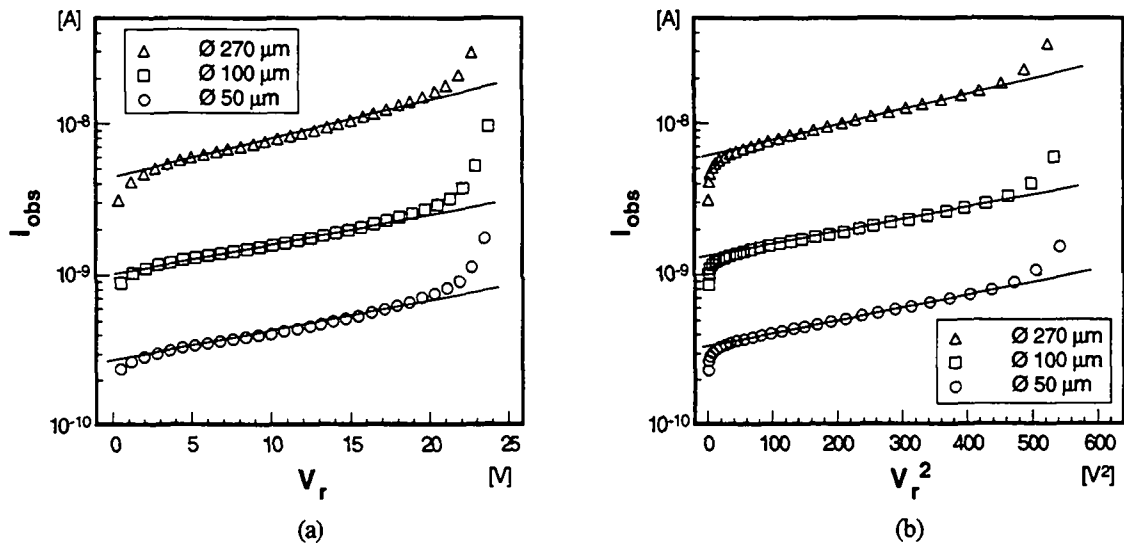


Fig. III.10 Courant d'obscurité en fonction de  $V_r$  (a) et en fonction de  $V_r^2$  (b) à température ambiante.

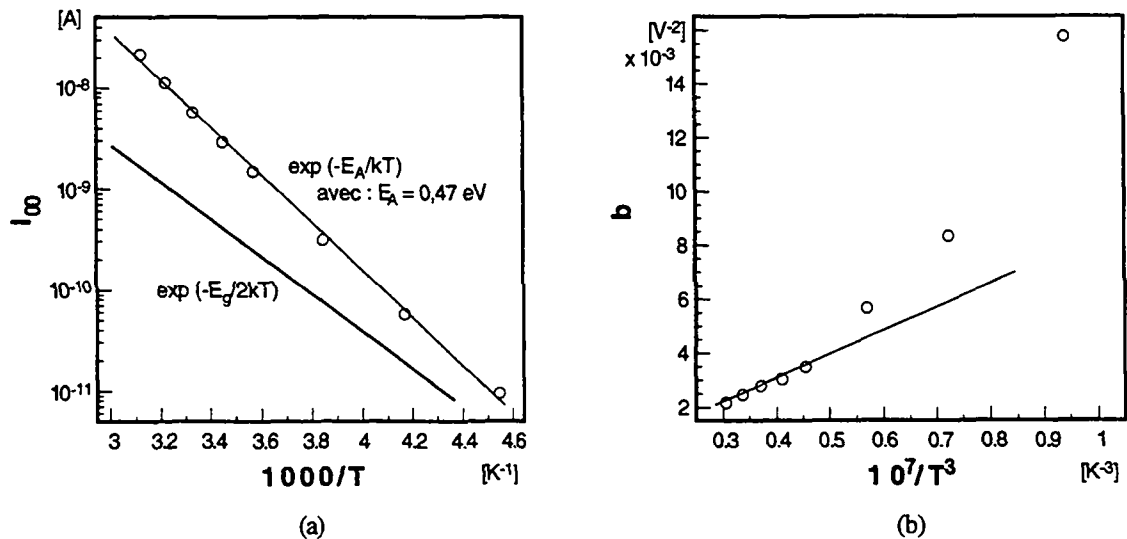


Fig. III.11 Dépendance en température (220 K-320 K) de  $I_{00}$  (a) et de  $b$  (b), lorsque  $I_{obs}$  est approximé par (III.14) (diodes de  $\varnothing 270 \mu\text{m}$ ).

### III.2.4 I-V sous forte polarisation inverse et synthèse

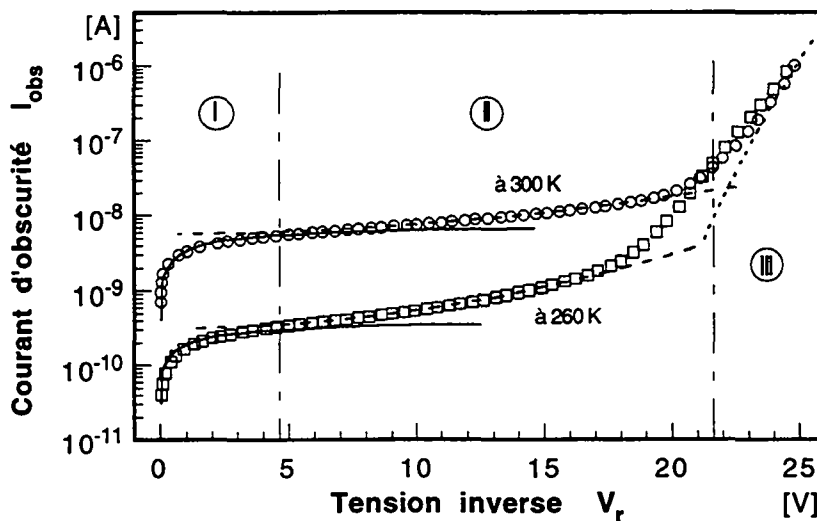
Au-delà de 20 V, le courant d'obscurité augmente rapidement, mais est très peu sensible à la température. Un tel comportement est caractéristique d'un effet tunnel [34] où le courant est donné par :

$$I_{\text{tun}} \equiv \gamma A \exp\left(-\frac{\theta\sqrt{m_o} E_g^{3/2}}{q\hbar E_m}\right) \quad (\text{III.15})$$

Le terme exponentiel représente la probabilité qu'ont les porteurs de passer d'une bande d'énergie à l'autre par effet tunnel. Le facteur  $\gamma$  dépend quant à lui du type de transition tunnel, bande à bande ou par l'intermédiaire d'un ou plusieurs pièges. Comme la dépendance en température de la largeur de la bande interdite  $E_g$  [30] est beaucoup plus faible que celle de  $n_i$ , le courant tunnel est nettement moins dépendant de la température que les courants de diffusion ou de génération-recombinaison. Si, comme au paragraphe précédent, on néglige la variation en tension du terme pré-exponentiel, avec (III.11) on a :

$$I_{\text{obs}} \sim \exp\left(-\frac{c}{V_r}\right) \quad \text{où } c = 773 [\text{V}^{-1}] \text{ à } 300 \text{ K et pour une barrière parabolique} \quad (\text{III.16})$$

Les mesures, limitées à 25 V, ne permettent pas de faire une étude quantitative dans ce troisième domaine. Néanmoins, sur la figure III.12, on voit qu'aux polarisations élevées  $I_{\text{obs}}$  tend bien vers le comportement décrit par (III.16). Cette figure de synthèse montre également une excellente transition entre le modèle du domaine I et celui du domaine II.

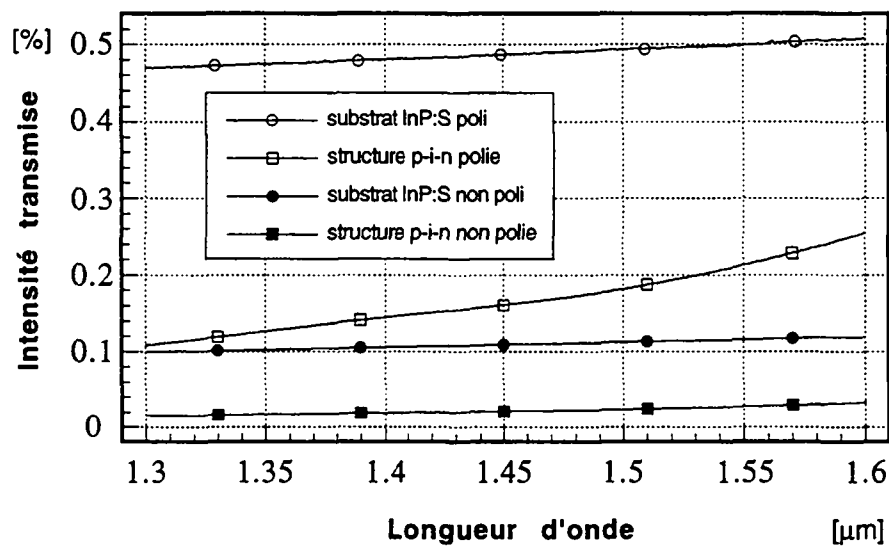


**Fig. III.12** Caractéristiques I-V inverses d'une diode de Ø 270 µm à 260 K et 300 K avec la synthèse des trois types de courant d'obscurité : courant de diffusion  $I_{\text{diff}}$  donné par (III.6) dans le domaine I, courant de génération activé par le champ électrique  $I_{gC}$  du type (III.14) dans le domaine II et courant tunnel  $I_{\text{tun}}$  de la forme (III.16) dans le domaine III.

### III.3 Caractéristiques optique-électrique

#### III.3.1 Mesures en transmission

Nous n'avons pas pu effectuer de mesures de réflectivité qui auraient permis de déterminer les coefficients de réflexion des interfaces air-semiconducteur et semiconducteur-métal. L'intensité optique transmise à travers un substrat InP dopé au soufre et une structure p-i-n épitaxiée sur un substrat de ce type a par contre été mesurée pour une longueur d'onde variant entre 1,3  $\mu\text{m}$  et 1,6  $\mu\text{m}$ . A la fois pour le substrat et pour la structure p-i-n, la face arrière est soit brute, soit polie selon la méthode décrite au paragraphe III.1.2.b et les résultats obtenus sont présentés à la figure III.13.



**Fig. III.13** Mesure de l'intensité optique transmise à travers un substrat InP:S ( $\approx 400 \mu\text{m}$ ) à face arrière polie et non polie, ainsi qu'à travers une structure p-i-n (1,1  $\mu\text{m}$  d'InGaAs) également à face arrière polie et non polie.

Le polissage de la face arrière du substrat diminue drastiquement la diffusion de la surface, puisque près de cinq fois plus d'intensité est transmise à travers le substrat poli qu'à travers le substrat brut. La différence est même plus importante pour la structure p-i-n (facteur 7), car la face arrière est encore détériorée durant la croissance par l'indium utilisé pour le collage du substrat.

Si l'on suppose que les deux interfaces air-InP sont parfaites et que l'absorption est faible, le coefficient de réflexion  $R$  ne dépend que des indices  $n$  de réfraction et, en incidence normale, on a [35] :

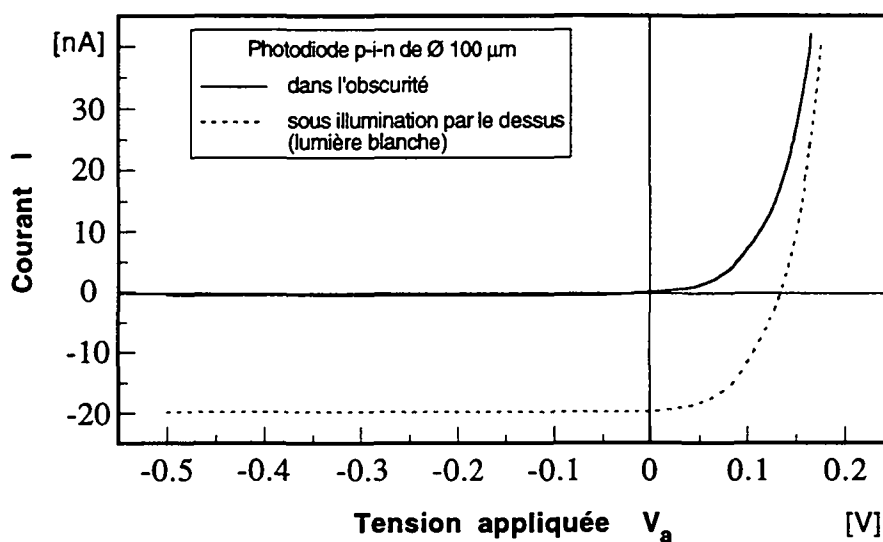
$$R_{1-2} = \frac{(n_1 - n_2)^2}{(n_1 + n_2)^2} \quad (\text{III.17})$$

La dispersion de l'indice de réfraction de l'InP avec la longueur d'onde entre  $1,3\ \mu\text{m}$  et  $1,6\ \mu\text{m}$  induit une variation du coefficient de réflexion inférieure à 2 %. Or la mesure de l'intensité transmise par le substrat InP poli dans la même gamme de longueurs d'onde montre une variation de 8,1 %. Donc, bien que l'InP soit transparent à ces longueurs d'onde, cette importante différence suggère qu'une partie de la lumière est perdue dans des phénomènes d'absorption résiduelle.

Dans le cas de la structure p-i-n polie, l'évolution de l'intensité transmise reflète clairement la diminution du coefficient d'absorption de l'InGaAs entre  $1,3\ \mu\text{m}$  et  $1,55\ \mu\text{m}$  [36].

### III.3.2 Responsivité

La figure III.14 montre les caractéristiques I-V d'une photodiode dans l'obscurité et sous illumination (lumière blanche) pour une tension allant de  $-0,5\ \text{V}$  à  $+0,2\ \text{V}$ . On voit que la sensibilité à la lumière est indépendante de la tension appliquée; en particulier, la valeur de saturation du photocourant est atteinte dès  $0\ \text{V}$  (mode photovoltaïque), signe que tout mécanisme de piégeage des photoporteurs est évité avec notre structure de diode.



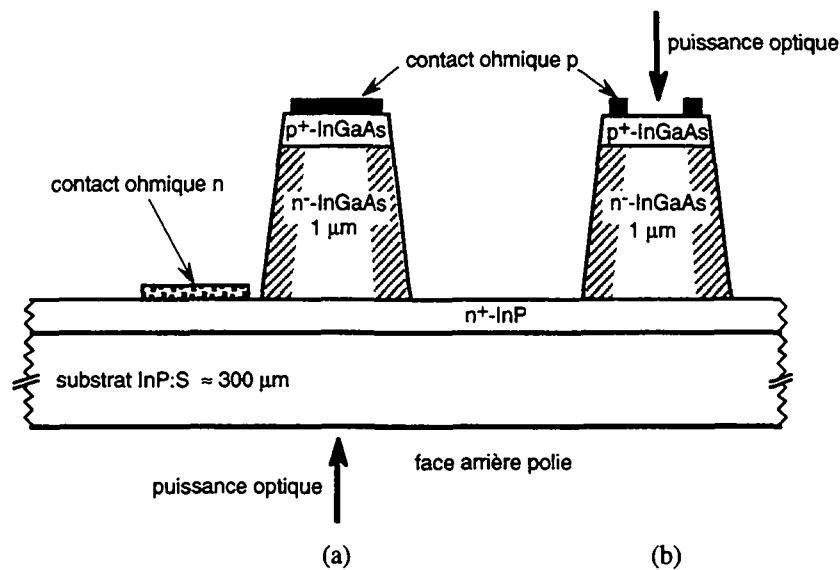
**Fig. III.14** Caractéristiques I-V typiques, mesurées sous pointes, d'une photodiode p-i-n dans l'obscurité et sous illumination par la face avant. La zone d'absorption de la photodiode est de  $1\ \mu\text{m}$  et l'illumination est ici simplement assurée par la lampe du microscope du stand de mesure.

Rappelons que la responsivité du détecteur, qui est le rapport entre le photocourant et la puissance optique incidente, est un paramètre important puisqu'il apparaît dans l'expression de la sensibilité du photorécepteur (voir (II.20) au chapitre II).

Pour la mesure de la responsivité des photodiodes, nous avons utilisé une diode laser encapsulée et fibrée émettant à une longueur d'onde  $\lambda$  de  $1,55\ \mu\text{m}$ . Si la mesure avec une illumination par le dessus ne pose pas de problèmes particuliers, un stand de mesure spécifique



a dû être développé à l'IMO pour amener la lumière sur la face arrière des dispositifs. La fibre optique issue de la diode laser traverse le support sur lequel est posé l'échantillon, tandis que la photodiode à mesurer est contactée électriquement par le dessus à l'aide de pointes de mesure conventionnelles. La puissance optique à la sortie de la fibre est mesurée dans la configuration qui correspond exactement à la situation de mesure de la responsivité de la photodiode. L'alignement de la fibre sous la photodiode se fait alors en deux étapes. La position de l'extrémité de la fibre est d'abord précisément repérée sous une loupe binoculaire, puis l'échantillon est glissé sur son support jusqu'à ce que la photodiode à mesurer se retrouve à l'endroit souhaité. Ensuite la photodiode est mise sous tension et la position de la fibre est ajustée de façon à ce que le photocourant soit maximum.



**Fig. III.15** Représentation schématique de l'illumination des photodiodes par la face arrière (a) et par la face avant (b).

Les diodes intégrées monolithiquement avec des transistors HEMT auront exclusivement une zone d'absorption  $d_i$  épaisse de 1  $\mu\text{m}$ , aussi la responsivité a été mesurée sur des diodes similaires. La face arrière des diodes (substrat InP) est polie et le contact ohmique p est un disque pour les diodes illuminées par le dessous et un anneau pour les diodes illuminées par le dessus (Fig III.15). Sous une polarisation inverse de 5 V, une responsivité  $R_0$

$$R_0 = 0,50 \pm 0,01 \text{ A/W} \quad \text{pour } d_i = 1 \mu\text{m} \text{ et } \lambda = 1,55 \mu\text{m}$$

a été mesurée, que ce soit en illumination par la face avant ou par la face arrière.

Pour des tensions de polarisation plus faibles, la différence de responsivité mesurée est inférieure à l'incertitude qui entache la mesure. En outre, aucun signe de saturation du photocourant n'a été décelé pour des puissances optiques incidentes jusqu'à 2 mW.

Cette responsivité de 0,5 A/W correspond à un rendement quantique externe  $\eta_e$  de 40 %, qui ne dépend donc pas du côté par lequel arrive la lumière.

Au paragraphe II.3.2, nous avons montré que l'influence de la couche  $p^+$ -InGaAs (épaisse de 0,1  $\mu\text{m}$ ) sur le rendement était négligeable, dans ce cas le rendement quantique externe est donné par (voir paragraphe II.2.1) :

$$\eta_e = (1 - R_{if}) \eta_i \quad (\text{III.18})$$

où  $R_{if}$  est le coefficient de réflexion à l'interface air-semiconducteur et  $\eta_i$  le rendement quantique interne :

$$\eta_i = (1 - e^{-\alpha d_i}) \quad (\text{III.19})$$

En l'absence de couche antireflet,  $R_{if}$  est typiquement de 30 % et  $\alpha = 0,68 \mu\text{m}^{-1}$  est le coefficient d'absorption de l'InGaAs faiblement dopé à 1,55  $\mu\text{m}$  [36]. Avec  $d_i = 1 \mu\text{m}$ , ces valeurs conduisent à un rendement quantique externe de 34,5 %. La différence entre ce rendement calculé et le rendement mesuré montre que les réflexions de la lumière à l'intérieur de la photodiode doivent être prises en compte, le rendement quantique externe devient alors [37] :

$$\eta_e = \frac{(1 - R_{if}) \cdot (1 + R_2 e^{-\alpha d_i})}{(1 - R_{if} R_2 e^{-2\alpha d_i})} \eta_i \quad (\text{III.20})$$

où  $R_2$  est le coefficient de réflexion de la deuxième interface.

Considérons d'abord le cas de l'illumination par la face avant (Fig III.15(b)). Après avoir traversé la structure, la lumière est alors réfléchiée par l'interface substrat InP-air et  $R_2 \approx R_{if} \approx 30$  %. On obtient dans ce cas  $\eta_e = 40,7$  %, valeur effectivement très proche du rendement mesuré.

Lorsque la photodiode est illuminée depuis sa face arrière (Fig. III.15(a)), la lumière non absorbée est dans ce cas réfléchiée par l'interface InGaAs-contact p. Comme la responsivité mesurée ne dépend pas du côté par lequel arrive la lumière, on peut en conclure que le coefficient de réflexion de cette interface est du même ordre de grandeur que pour l'interface semiconducteur-air, soit 30 %. Une si mauvaise réflectivité du contact métallique est sans doute due aux modifications apportées à l'interface  $p^+$ -InGaAs-contact p durant l'alliage des contacts n (voir paragraphe III.1.3). Sans alliage et avec une métallisation composée d'une couche épaisse d'or par-dessus une couche d'adhésion de titane aussi fine que possible, un coefficient de réflexion d'au moins 65 % peut être escompté [38], susceptible d'augmenter la responsivité des photodiodes éclairées depuis leur face arrière.

### Bibliographie du chapitre III

- [1] D. J. Elliott, *"Microlithography, Process Technology for IC Fabrication"*, McGraw-Hill, New York, 1986.
- [2] F. Gueissaz, *"Etude et réalisation de transistors à effet de champ à hétérojonctions AlInAs/GaInAs/InP pour les applications en hyperfréquences"*, Thèse No 1039, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne (EPFL), 1992.
- [3] F. Alexandre, J. L. Benchimol, P. Launay, J. Dangla and C. Dubon-Chevallier, *"Modern Epitaxial Techniques for HBT Structures"*, Solid State Electron., **38** (9), pp. 1667-1674, 1995.
- [4] J.-F. Carlin, *"Chemical Beam Epitaxy of GaInAsP Quaternary Compounds for Optoelectronic Devices"*, Thèse No 1181, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne (EPFL), 1993.
- [5] H. Kroemer and W.-Y Chien, *"On the Theory of Debye Averaging in the C-V Profiling of Semiconductors"*, Solid State Electron., **24** (7), pp. 655-660, 1981.
- [6] H. Kroemer, W.-Y Chien, J. S. Harris Jr. and D. D. Edwall, *"Measurement of isotype heterojunction barriers by C-V profiling"*, Appl. Phys. Lett., **36** (4), pp. 295-297, 1980.
- [7] S. R. Forrest, *"Band Offsets using Capacitance and Current Measurements Techniques"*, chap. 8 in *"Heterojunction Band Discontinuities, Physics and Device Application"*, edited by F. Capasso and G. Margaritondo, Elsevier, Amsterdam, 1987.
- [8] J.-C. Bischoff, *"Composants ultra-rapides pour communications optiques"*, Thèse No 752, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne (EPFL), 1988.
- [9] S. N. G. Chu, A. Katz, T. Boone, P. M. Thomas, V. G. Riggs, W. C. Dautremont-Smith and W. D. Johnston Jr., *"Interfacial microstructure and electrical properties of the Pt/Ti ohmic contact in p-In<sub>0.53</sub>Ga<sub>0.47</sub>As formed by rapid thermal processing"*, J. Appl. Phys., **67** (8), pp. 3754-3760, 1990.
- [10] H. H. Berger, *"Contact Resistance and Contact Resistivity"*, J. Electrochem. Soc., **119** (4), pp. 507-514, 1972.
- [11] G. Stareev, A. Umbach, F. Fidorra and H. Roehle, *"A Reliable Fabrication Technique for Very Low Resistance Ohmic Contacts to p-InGaAs Using Low Energy Ar<sup>+</sup> Ion Beam Sputtering"*, Proc. of the 3rd Int. Conf. InP and Rel. Mat., 1991, pp. 264-267.
- [12] A. Stano, *"Chemical Etching of InGaAs/InP and InAlAs/InP Heterostructures"*, J. Electrochem. Soc., **134** (2), pp. 448-452, 1987.
- [13] Y.-G. Wey, K. Giboney, J. Bowers, M. Rodwell, P. Silvestre, P. Thiagarjan and G. Robinson, *"110-GHz GaInAs/InP Double Heterostructure p-i-n Photodetectors"*, J. Lightwave Technol., **LT-13** (7), pp. 1490-1499, 1995.
- [14] P. J. Tasker and B. Hughes, *"Importance of Source and Drain Resistance to the Maximum  $f_T$  of Millimeter-Wave MODFET's"*, IEEE Electron Dev. Lett., **EDL-10** (7), pp. 291-293, 1989.

- 
- [15] J. Spicher, A. Rudra, M. Beck, R. Sachot and M. Illegems, "*CBE Regrown InGaAs/InP p-i-n Photodiodes for OEIC's*", Proc. of the 25th European Solid State Device Research Conference (ESSDERC'95), 1995, pp. 695-698.
  - [16] B.-U. H. Klepser, C. Bergamaschi, W. Patrick and M. Beck, "*Comparison and optimisation of different ohmic contact metallisation for InP-HEMT structures with doped and undoped cap-layers*", Proc. of the 6th Int. Conf. InP and Rel. Mat., 1994, pp. 174-177.
  - [17] F. Capasso and G. F. Williams, "*A Proposed Hydrogenation/Nitridization Passivation Mechanism for GaAs and Other III-V Semiconductor Devices, Including InGaAs Long Wavelength Photodetectors*", J. Electrochem. Soc., **129** (4), pp. 821-824, 1982.
  - [18] D. P. Mullin and H. H. Wieder, "*Surface and interfacial properties of  $Ga_{0.47}In_{0.53}As-Al_2O_3$  MIS structures*", J. Vac. Sci. Technol. B, **1** (3), pp. 782-786, 1983.
  - [19] N. Susa, Y. Yamauchi, H. Ando and H. Kanbe, "*Planar Type Vapor-Phase Epitaxial  $In_{0.53}Ga_{0.47}As$  Photodiodes*", IEEE Electron Dev. Lett., **EDL-1** (4), pp. 55-57, 1980.
  - [20] R. Yeats and K. Von Dessoneck, "*Polyimide passivation of  $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ , InP, and InGaAsP/InP p-n junction structures*", Appl. Phys. Lett., **44** (1), pp. 145-147, 1984.
  - [21] R.-T. Huang and D. Renner, "*Improvement in Dark Current Characteristics and Long-Term Stability of Mesa InGaAs/InP p-i-n Photodiodes with Two-Step  $SiN_x$  Surface Passivation*", IEEE Photon. Technol. Lett., **3** (10), pp. 934-936, 1991.
  - [22] S. Suzuki, S. Kodama and H. Hasegawa, "*A Novel Passivation Technology of InGaAs Surfaces Using Si Interface Control Layer and its Application to Field Effect Transistor*", Solid State Electron., **38** (9), pp. 1679-1683, 1995.
  - [23] Y. Kuhara, H. Terauchi and H. Nishizawa, "*Reliability of InGaAs/InP Long-Wavelength p-i-n Photodiodes Passivated with Polyimide Thin Film*", J. Lightwave Technol., **LT-4** (7), pp. 933-937, 1986.
  - [24] S. M. Sze, "*Physics of Semiconductor Devices*", John Wiley & Sons, New York, Second Edition, 1981.
  - [25] T. P. Lee, C. Burrus and A. Dentai, "*InGaAs/InP p-i-n Photodiodes for Lightwave Communications at the 0.95-1.65  $\mu m$  Wavelength*", IEEE J. Quantum electron., **QE-17** (2), pp. 232-238, 1981.
  - [26] P. Philippe, P. Poulain, K. Kazmierski and B. de Cremoux, "*Dark-current and capacitance analysis of InGaAs/InP photodiodes grown by metalorganic chemical vapor deposition*", J. Appl. Phys., **59** (5), pp. 1771-1773, 1986.
  - [27] F. Ducroquet, "*Influence des niveaux profonds et des phénomènes de surface sur les caractéristiques électriques de photodiodes GaInAs*", Thèse, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon (INSA), 1989.
  - [28] F. Buchali, R. Behrendt and G. Heymann, "*InGaAs/InP-photodiodes with dark current limited by generation-recombination*", Electron. Lett., **27** (3), pp. 235-237, 1991.
  - [29] A. S. Grove, "*Physique et technologie des dispositifs à semiconducteur*", Dunod, Paris, 1971.

- 
- [30] Edited by P. Bhattacharya, *"Properties of Lattice-Matched and Strained Indium Gallium Arsenide"*, INSPEC, London, 1993.
  - [31] J. N. Patillon, S. Makram-Ebeid, J. P. Chane, B. G. Martin and G. M. Martin, *"Analysis of electrical performances of GaInAs PIN photodiodes for telecommunications applications"*, Proc. of the 12th Int. Symp. GaAs and Rel. Comp. (Inst. Phys. Conf. Ser. No. 74), 1984, pp. 475-478.
  - [32] G. Vincent, A. Chantre and D. Bois, *"Electric field effect on the thermal emission of traps in semiconductor junction"*, J. Appl. Phys., **50** (8), pp. 5484-5487, 1979.
  - [33] S. R. Forrest, M. DiDomenico Jr., R. G. Smith and H. J. Stocker, *"Evidence for tunneling in reverse-biased III-V photodetector diodes"*, Appl. Phys. Lett., **36** (7), pp. 580-582, 1980.
  - [34] S. R. Forrest, *"Performance of  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$  Photodiodes with Dark Current Limited by Diffusion, Generation Recombination, and Tunneling"*, IEEE J. Quantum electron., **QE-17** (2), pp. 217-226, 1981.
  - [35] J. I. Pankove, *"Optical Processes in Semiconductors"*, Dover Publications, Inc., New York, 1975.
  - [36] D. A. Humphreys, R. J. King, D. Jenkins and A. J. Moseley, *"Measurement of Absorption Coefficients of  $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$  over the Wavelength Range 1.0-1.7  $\mu\text{m}$ "*, Electron. Lett., **21** (25/26), pp. 1187-1189, 1985.
  - [37] H. Melchior, *"Demodulation and Photodetection Techniques"*, chap. C7 in "Laser Handbook" vol. 1, edited by F. T. Arecchi and E. O. Schulz-Dubois, North-Holland Publishing, Amsterdam, 1972.
  - [38] I-H. Tan, C.-K. Sun, K. S. Giboney, J. E. Bowers, E. L. Hu, B. I. Miller and R. J. Capik, *"120-GHz Long-Wavelength Low-Capacitance Photodetector with an Air-Bridged Coplanar Metal Waveguide"*, IEEE Photon. Technol. Lett., **7** (12), pp. 1477-1479, 1995.



## IV TECHNOLOGIES D'INTEGRATION MONOLITHIQUE

Afin d'intégrer monolithiquement la structure des photodiodes p-i-n avec celle des transistors HEMT, nous nous proposons d'utiliser deux étapes de croissance distinctes. Cette approche permet d'aboutir à une intégration horizontale des deux structures. Ce chapitre sera donc consacré à la description, ainsi qu'à la discussion des diverses voies que nous avons explorées en vue d'atteindre ce résultat. On verra en particulier qu'avec notre concept d'intégration, le défi majeur à relever est d'éviter la dégradation des caractéristiques de transport du gaz bidimensionnel d'électrons qui forme le canal de conduction des transistors HEMT.

### IV.1 Stratégies d'intégration

Il n'est pas inutile de rappeler ici les exigences fixées à la section I.4 (voir chapitre I) quant au résultat à atteindre en matière d'intégration :

- Dans le but d'utiliser la technique de photolithographie par contact pour la fabrication du photorécepteur, une surface plane doit être obtenue après l'intégration monolithique de la structure photodiode p-i-n (épaisse de 1,28  $\mu\text{m}$ , dont 1  $\mu\text{m}$  pour la zone d'absorption) avec celle des transistors HEMT (typiquement  $\leq 0,5 \mu\text{m}$ ).
- Chacun des deux dispositifs doit pouvoir être optimisé indépendamment, sans avoir à faire de compromis sur les structures, synonymes d'une réduction des performances.

La méthode d'intégration la plus immédiate consiste simplement à empiler les différentes couches composant les structures p-i-n et HEMT. On parle dans ce cas d'intégration verticale (Fig. IV.1(a)). Afin d'éviter l'émergence de capacités parasites sous les transistors [1], la croissance débute généralement par la structure de ces derniers. Comme les diodes p-i-n ont typiquement une épaisseur de 1  $\mu\text{m}$ , le décapage nécessaire pour rendre accessible la surface des transistors implique forcément de renoncer à la planéité de la surface [2]. La première exigence ci-dessus n'est donc pas satisfaite avec cette méthode. Avec un substrat préalablement creusé dans les zones où seront réalisées les photodiodes, une intégration verticale permet néanmoins d'obtenir une surface plane (Fig. IV.1(b)) [3].

Pour notre part, nous avons opté pour un concept d'intégration plus avancé, mais plus complexe à mettre en oeuvre, à savoir celui d'intégration horizontale. Les deux structures se retrouvent alors côte à côte plutôt que l'une sur l'autre, comme cela est schématisé à la figure IV.2 [4,5]. Ce type d'approche doit permettre d'atteindre les plus hautes performances, puisque les deux composants sont totalement indépendants l'un de l'autre, tant du point de vue électrique que de celui de leur structure; en fait, la situation est très similaire à celle de composants discrets réunis sur un support-mère en silicium pour former un photorécepteur hybride.

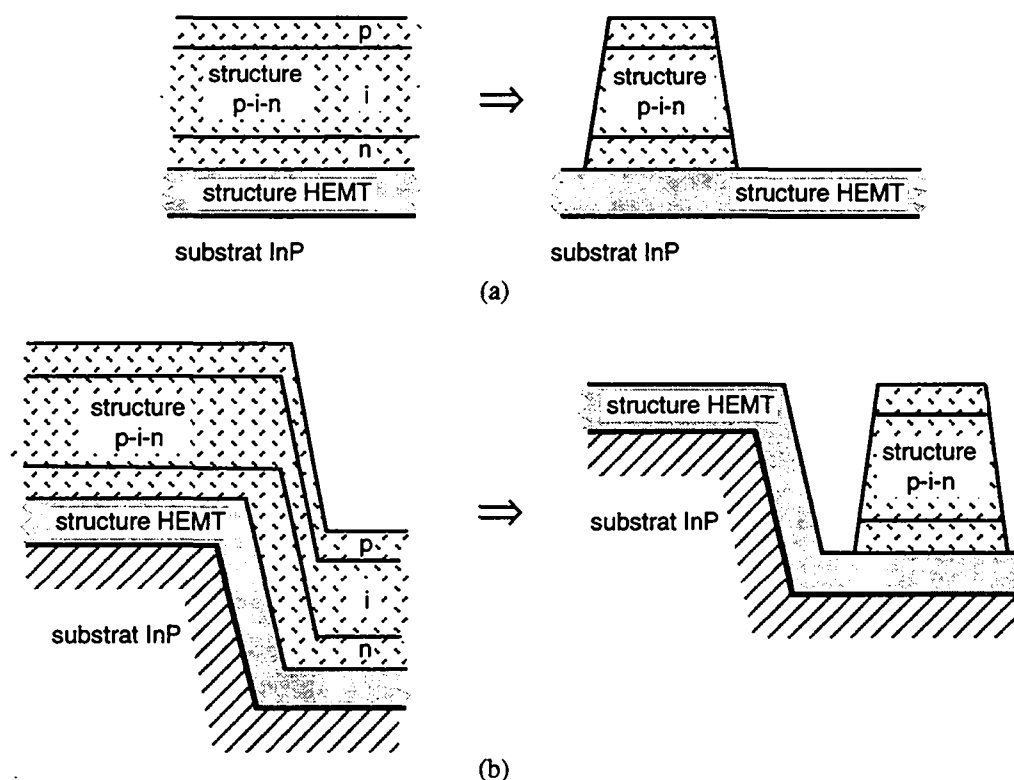


Fig. IV.1 Concept d'intégration verticale de la structure p-i-n par-dessus la structure HEMT. Coupe schématique du résultat obtenu après l'étape de croissance et après décapage du matériau p-i-n inutile dans le cas d'un substrat plane (a), ainsi que dans le cas d'un substrat gravé (b).

Une intégration horizontale passe obligatoirement par deux étapes de croissance et le creusement, après la première étape, de fosses destinées à accueillir la deuxième structure. Comme les transistors HEMT AlInAs/InGaAs sont des dispositifs très sensibles à la qualité des matériaux [6], il nous a paru préférable de commencer par épitaxier leur structure sur un substrat encore vierge. En outre, avec la structure p-i-n déposée durant la deuxième étape, aucun risque d'exodiffusion du béryllium de  $p^+$ -InGaAs n'est à craindre. Deux solutions sont envisageables pour garantir la planéité de la surface après les deux étapes de croissance : soit, à l'instar de ce qui est pratiqué en intégration verticale, creuser des fosses qui s'étendent jusque dans le substrat, soit placer la structure HEMT au-dessus d'une couche tampon, de telle façon que l'épaisseur totale soit égale à l'épaisseur de la structure p-i-n. Nous avons retenu cette deuxième solution qui permet d'éviter l'opération délicate de creusement dans le substrat.

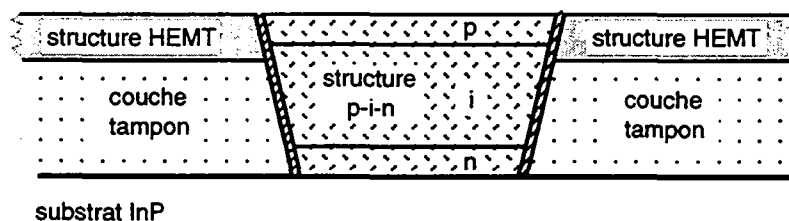


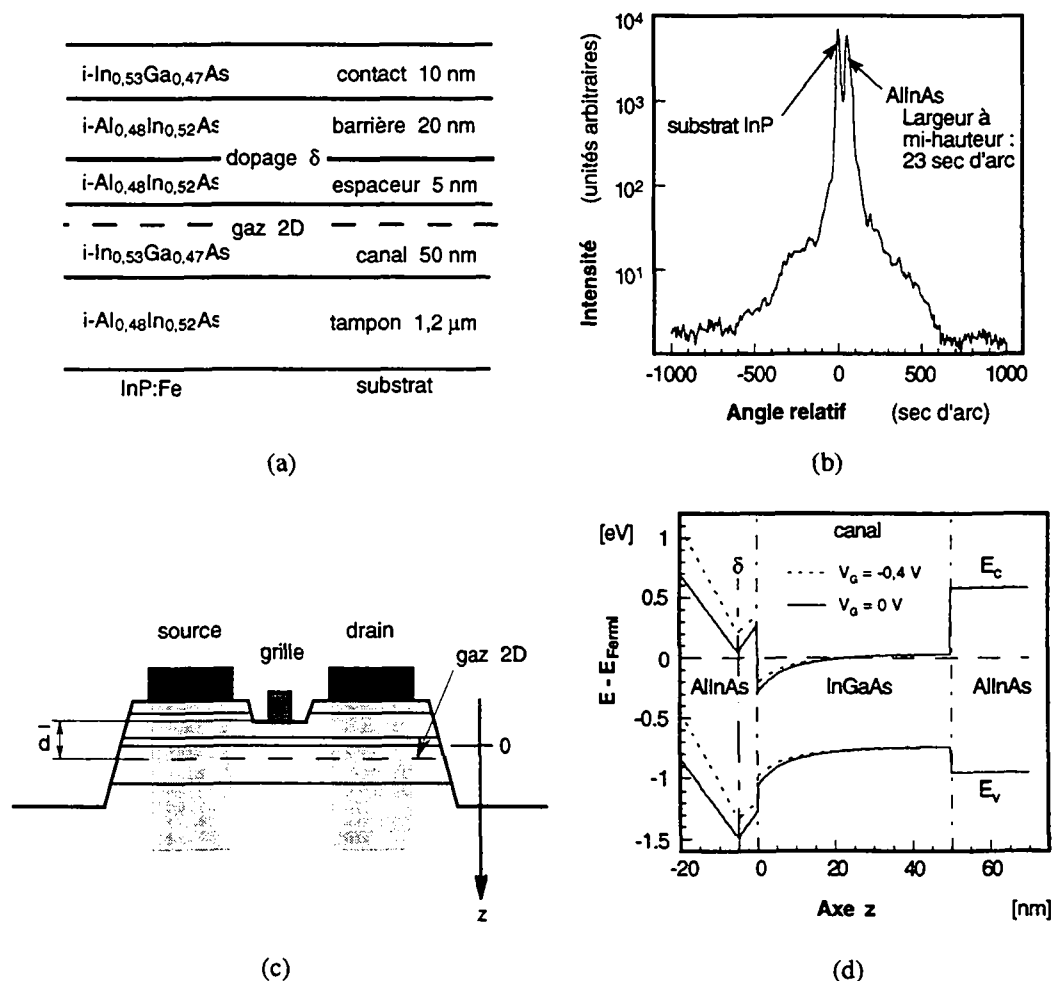
Fig. IV.2 Représentation schématique de notre concept d'intégration horizontale où la structure HEMT, précédée de la couche tampon, est épitaxiée en premier.



## IV.2 Première épitaxie

### IV.2.1 Structure HEMT

Comme il en déjà été fait mention au paragraphe III.1.2 du chapitre précédent, la structure AlInAs/InGaAs des transistors HEMT est obtenue par épitaxie à jets moléculaires (MBE pour Molecular Beam Epitaxy). La structure utilisée dans le cadre de ce travail est représentée à la figure IV.3(a) : chaque couche est non intentionnellement dopée et déposée en accord de maille sur le substrat InP; ce dernier est dopé au fer (Fe) et donc semi-isolant. Une description des conditions de croissance est donnée à la référence [7].



**Fig. IV.3** Structure épitaxiale des transistors HEMT AlInAs/InGaAs (a) et courbe de diffraction de rayons X correspondante (b); l'écart entre le pic de l'InP et celui de l'AlInAs équivaut à un désaccord de maille  $\Delta a/a$  de  $2,15 \cdot 10^{-4}$ . Représentation schématique en coupe d'un transistor discret (c) et diagramme de bande sous la grille calculé en résolvant de manière auto-consistante les équations de Poisson et de Schrödinger [8] pour  $V_G = 0$  V et -0,4 V (d).

La fine couche de contact en InGaAs protège la barrière en AlInAs de l'oxydation et, de par sa faible largeur de bande interdite, abaisse la résistance de contact de la source et du drain qui

sont des contacts ohmiques de type n. Cette couche étant non dopée, elle est totalement déplétée, ce qui améliore la tension de claquage de la caractéristique de diode de la grille Schottky [9]. La résistance de contact entre la source (ou le drain) et le gaz bidimensionnel d'électrons (gaz 2D) qui forme le canal de conduction n'est toutefois pas affectée par l'absence de dopage [10].

C'est sur la couche de barrière en AlInAs qu'est déposé le métal qui forme le contact Schottky de grille (Fig. IV.3(c)). En appliquant un potentiel sur la grille, le diagramme de bande de la structure est modifié, ce qui induit une modulation de la concentration surfacique de porteurs  $n_{s2D}$  dans le canal en InGaAs, pour autant que ce dernier soit suffisamment proche de la surface (Fig. IV.3(d)) [11] :

$$q n_{s2D} = \frac{\epsilon}{\bar{d}} (V_G - V_T) \quad (IV.1)$$

où  $\epsilon$  est la constante diélectrique du matériau de barrière,  $\bar{d}$  représente la distance entre la grille et le gaz 2D et  $V_G$  est le potentiel appliqué sur la grille;  $V_T$  est la tension de seuil du transistor qui dépend de la discontinuité de la bande de conduction entre l'AlInAs et l'InGaAs, de la hauteur de la barrière Schottky, de la densité de donneurs ionisés dans le plan de dopage  $\delta$ , ainsi que de l'épaisseur et de la constante diélectrique du matériau de barrière sous la grille.

Le plan de dopage  $\delta$  est réalisé pendant un arrêt de la croissance durant lequel typiquement  $5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  atomes de silicium sont incorporés à la structure. L'utilisation d'un dopage plan plutôt que volumique permet à la fois d'obtenir des densités plus élevées dans le gaz 2D et d'éviter, grâce à un abaissement du champ électrique à l'interface métal-semiconducteur, la dégradation du contact Schottky de grille [12].

Entre ce plan de dopage et le canal est intercalée une fine couche d'AlInAs, appelée espaceur, dont le rôle est d'augmenter la séparation spatiale entre les donneurs ionisés du plan de dopage et les électrons libres du canal. Son épaisseur est le résultat d'un compromis : l'espaceur doit être assez large afin de diminuer le recouvrement des fonctions d'onde des électrons du canal avec le potentiel coulombien des impuretés ionisées et suffisamment étroit pour garantir une grande concentration du gaz 2D [13].

A l'hétéro-interface entre l'AlInAs et le canal en InGaAs, la discontinuité de bande fait apparaître un puits de potentiel dans la bande de conduction (Fig. IV.3(d)). Si le niveau de Fermi se trouve au-dessus de la bande de conduction, ce puits est peuplé d'électrons qui se comportent comme un gaz bidimensionnel. A l'instar de la couche d'inversion dans un transistor de type MOSFET (Metal Oxide Semiconductor FET), le gaz 2D forme le canal de conduction du HEMT; néanmoins, c'est toute la couche d'InGaAs que l'on appelle conventionnellement "canal". Il est important de remarquer ici que le gaz 2D se trouve à moins de 50 nm de la surface.

La couche tampon en AlInAs entre le substrat et le canal forme une deuxième barrière de potentiel à l'arrière du puits en InGaAs et offre une surface adéquate pour la croissance de la partie active de la structure. L'épaisseur de cette couche tampon est l'unique différence entre une structure HEMT à dopage planaire standard et la structure HEMT utilisée dans le cadre de ce travail pour la réalisation d'un photorécepteur monolithique. Pour une structure standard, cette couche est de l'ordre de 400 nm [14]; dans notre cas, la planéité souhaitée après la recroissance de la structure p-i-n (Fig. IV.2) impose une couche tampon épaisse de 1,2  $\mu\text{m}$ .

Une étude menée à l'Institut de Micro- et Optoélectronique (IMO) sur les structures HEMT [15] a montré que l'épaisseur de la couche tampon d'AlInAs n'avait pas d'influence directe sur la résistivité de couche du gaz 2D. Par contre, la mobilité des porteurs dans le canal, et par là cette résistivité de couche, va dépendre de la qualité cristalline de la couche tampon, puisqu'un canal déposé sur une couche tampon de mauvaise qualité sera évidemment lui aussi de mauvaise qualité. Autrement dit, une couche tampon épaisse ne dégrade pas les performances des transistors, pour autant que la croissance soit parfaitement maîtrisée. La largeur à mi-hauteur du pic de l'AlInAs de la courbe de diffraction de rayons X de la figure IV.3(c) est de 23 sec d'arc, tandis que la largeur à mi-hauteur théorique est de 18,3 sec d'arc [16]. Le rapport de 1,26 obtenu entre les largeurs à mi-hauteur mesurée et théorique témoigne de la bonne qualité cristalline de la couche tampon et, compte tenu de l'épaisseur d'AlInAs de 1,2  $\mu\text{m}$  (durée de croissance supérieure à 1 h), de l'excellente stabilité des conditions de croissance. Cette couche tampon épaisse ne permet toutefois pas d'égaliser le rapport entre largeurs mesurée et théorique de typiquement 1,1 obtenu pour le pic de l'AlInAs des structures HEMT standard.

#### IV.2.2 Caractérisation électrique de routine

En plus d'une caractérisation des matériaux (diffraction de rayons X), une caractérisation des propriétés de conduction électrique de la structure HEMT est essentielle. Par propriétés de conduction, on entend la concentration surfacique d'électrons  $n_{s2D}$  du gaz bidimensionnel d'électrons, ainsi que leur mobilité  $\mu_{n2D}$ . Du point de vue des dispositifs, c'est en fait la résistance de couche du canal  $R_{cc}$  (en  $\Omega/\text{carré}$ ) qui est un critère de qualité important d'une structure de transistor :

$$R_{cc} = \frac{1}{q \cdot n_{s2D} \cdot \mu_{n2D}} \quad (\text{IV.2})$$

Des mesures d'effet Hall sous faible champ magnétique (0,39 T) ont été effectuées afin d'évaluer ces paramètres de transport. Les échantillons Hall sont des carrés de 3 mm à 4 mm de côté, sur lesquels des croix grecques (0,5-1 mm de large) [17] sont gravées par attaque humide sélective de la structure jusqu'au substrat InP semi-isolant. Les résultats obtenus pour des échantillons dont la structure est décrite à la figure IV.3(a) sont rassemblés dans le tableau IV.1. Les très faibles variations de la concentration surfacique de porteurs entre 300 K et 77 K, ainsi

que l'importante dépendance en température de la mobilité démontrent que c'est réellement le gaz bidimensionnel qui est mesuré et que les autres couches de la structure, très mauvaises conductrices, ne perturbent pas la mesure. Sur ces échantillons de bonne qualité cristalline et tous épitaxiés en accord de maille avec l'InP, aucune anisotropie marquée ( $> 5\%$ ) de la mobilité avec la direction cristallographique n'a été décelée.

La plus grande résistance de couche à 300 K de S-758 et S-767 est due à un plan de dopage  $\delta$  contenant  $4,5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  atomes de silicium, au lieu de  $5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  comme pour les autres échantillons. Les propriétés à 300 K et surtout à 77 K de S-958 et S-1031 se démarquent quelque peu de celles des autres échantillons. Or il se trouve que ces deux structures ont été déposées sur des moitiés de substrat de 2" de diamètre, alors que toutes les autres l'ont été sur des quarts de substrat de 2" de diamètre. Comme les carrés pour la mesure d'effet Hall sont systématiquement pris au bord des échantillons afin de ne pas gaspiller de surface, la zone de S-958 et de S-1031 qui est mesurée par effet Hall se trouve plus éloignée du centre de rotation du porte-substrat. La variation des conditions de croissance qui en découle [13] explique vraisemblablement les moins bonnes propriétés de conduction mesurées pour ces deux échantillons.

Echantillon	300 K			77 K	
	$n_{s2D}$ $\cdot 10^{12} [\text{cm}^{-2}]$	$\mu_{n2D}$ $[\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}]$	$R_{cc}$ $[\Omega/\text{carré}]$	$n_{s2D}$ $\cdot 10^{12} [\text{cm}^{-2}]$	$\mu_{n2D}$ $[\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}]$
S-758	2,44	10'700	239	2,43	36'650
S-767	2,38	11'025	238	2,38	36'150
S-771	2,64	11'100	213	2,63	36'900
S-855	2,62	10'845	220	2,59	36'525
S-958	2,31	10'785	250	2,36	33'880
S-984	2,75	10'690	212	2,73	36'600
S-1031	2,57	10'590	229	2,57	32'930
S-678 HEMT standard (tampon de 400 nm)	2,62	11'350	210	2,62	40'780

**Tableau IV.1** Propriétés de conduction des structures HEMT conçues en vue de la réalisation de photorécepteurs (selon la séquence de couches montrée à la figure IV.3(a)) mesurées par effet Hall à 300 K et 77 K. A titre de comparaison, les propriétés d'une structure HEMT standard (S-678), dont l'unique différence est une couche tampon de 400 nm au lieu de 1,2  $\mu\text{m}$  pour les autres échantillons, sont également indiquées.

La structure de l'échantillon S-678 est celle d'un HEMT standard avec une couche tampon de seulement 400 nm, ses caractéristiques de conduction sont représentatives de la qualité généralement obtenue à l'IMO pour les HEMTs AlInAs/InGaAs en accord de maille sur InP, qualité comparable à l'état de l'art atteint dans ce domaine [18-20]. A 300 K, la mobilité mesurée pour S-678 est moins de 5 % supérieure à la mobilité moyenne des sept échantillons dont la couche tampon est de 1,2  $\mu\text{m}$ ; à 77 K, et sans prendre en compte S-958 et S-1031, cette différence passe à 11 %.

Nous avons vu au paragraphe précédent que l'épaisseur de la couche tampon de notre structure induisait une faible diminution de sa qualité cristalline. Cette dégradation de la qualité cristalline a une incidence sur l'interface couche tampon/canal, dont la rugosité augmente légèrement. Mais comme une rugosité de surface est observée au microscope à contraste de phase, on peut conclure que l'interface canal/barrière est également rugueuse. En conséquence le mécanisme de diffusion par la rugosité de l'interface canal/barrière, un des facteurs limitatifs de la mobilité des électrons du gaz 2D [21], est plus important pour les structures HEMT à couche tampon épaisse que pour les structures standard. A température ambiante, la mobilité des porteurs dans le canal est essentiellement limitée par les interactions avec le réseau cristallin via la diffusion par les phonons optiques polaires et l'effet de l'augmentation de la rugosité est peu marqué à 300 K. Par contre à plus basse température la diffusion par la rugosité d'interface prend plus de poids, ce qui explique l'augmentation de la différence de mobilité observée à 77 K entre nos structures HEMT et les structures standard.

Lorsque les zones actives sont définies (par une simple attaque de la structure jusque dans la couche tampon) et que les contacts ohmiques de type n – contacts de source et de drain – sont déposés et alliés (selon la procédure décrite au paragraphe III.1.5 du chapitre précédent), il devient possible de déterminer la résistance de couche du gaz 2D  $R_{cc}$  par une autre méthode que l'effet Hall.

Tout comme pour les contacts ohmiques de type p (paragraphe III.1.3), les contacts ohmiques de type n sont caractérisés à l'aide de la méthode de la ligne de transmission (TLM pour Transmission Line Model). Pour les contacts déposés sur une structure HEMT, la résistance de couche obtenue par TLM correspond à la résistance de couche  $R_{cc}$ . Les valeurs issues des mesures TLM (dimensions de l'ordre du  $\mu\text{m}$ ) et d'effet Hall (dimensions de l'ordre du mm) sont comparables si les mesures sont effectuées dans la même région de la plaquette. Une détermination de  $R_{cc}$  par TLM a par exemple permis de partiellement confirmer l'hypothèse émise plus haut pour expliquer les moins bonnes caractéristiques mesurées par effet Hall sur S-958. En effet, pour cet échantillon, plus les motifs TLM étaient éloignés de l'endroit d'où provenait le carré de Hall, plus la résistance de couche diminuait. La zone de la plaquette caractérisée par effet Hall semble donc bien être affectée par la variation des conditions de croissance entre le centre et le bord de l'échantillon.

### IV.3 Recroissance sélective

Une recroissance sélective signifie que la deuxième étape de croissance, donc dans notre cas celle de la structure des photodiodes p-i-n déjà décrite au chapitre II, est telle que le matériau n'est déposé que dans certaines zones préalablement définies de la plaquette.

#### IV.3.1 Principe

Une croissance sélective peut être obtenue en utilisant un masque diélectrique, en général de l'oxyde de silicium ( $\text{SiO}_2$ ) ou éventuellement du nitrure de silicium ( $\text{Si}_3\text{N}_4$ ), déposé sur le semiconducteur. De par la différence des propriétés de surface entre le semiconducteur et le masque, les espèces incidentes adhèrent à la surface du semiconducteur et une croissance a lieu, tandis qu'elles sont réévaporées au contact avec le diélectrique, où la croissance est de ce fait impossible. Un tel objectif n'est évidemment atteint que si le mécanisme de croissance est déterminé par des effets de surface.

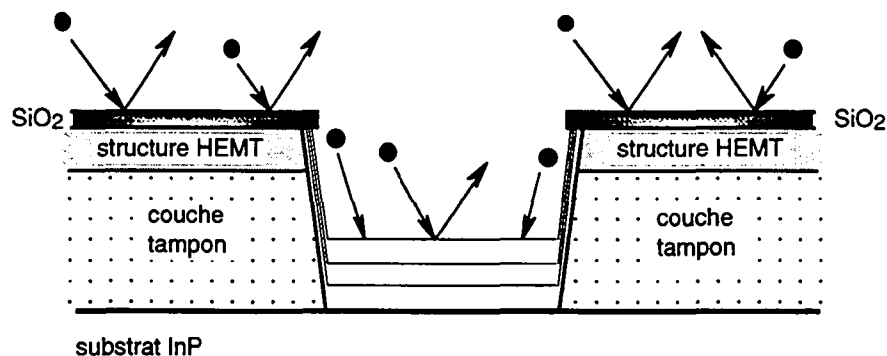
En MBE conventionnelle, les espèces arrivent sur la surface sous forme de flux élémentaires et, compte tenu de la faible pression de vapeur des éléments indium (In) et gallium (Ga) aux températures normales de croissance (autour de  $500\text{ }^\circ\text{C}$ ), la croissance n'est généralement pas régie par des effets de surface [22]. Du matériau polycristallin est de ce fait normalement déposé sur le masque. A l'inverse, avec la technique d'épitaxie à jets chimiques (CBE pour Chemical Beam Epitaxy), les éléments du groupe III, Ga et In, sont sous une forme complexe puisqu'ils sont contenus dans des organométalliques et une sélectivité entre le masque diélectrique et le semiconducteur est possible. En effet, les organométalliques arrivant sur le diélectrique sont désorbés avant d'avoir eu le temps de se décomposer en espèces élémentaires [23]. A l'origine, c'est bien cette possibilité de croissance sélective offerte par la CBE qui nous a conduit à choisir cette technique d'épitaxie pour la réalisation des structures p-i-n.

Bien que complexes, en tous cas pour les éléments du groupe III, les flux sont néanmoins moléculaires en CBE. Ceci exclut les interactions en phase gazeuse, au-dessus de la surface, entre espèces incidentes et espèces désorbées. Les éléments réévaporés par le masque diélectrique ne participent dès lors pas au mécanisme de croissance et tant les vitesses de croissance que les compositions des alliages sont indépendantes de la géométrie des surfaces masquées [24].

#### IV.3.2 Mise en oeuvre

Dans le but d'effectuer une recroissance sélective de la structure p-i-n, une couche de 300 nm de  $\text{SiO}_2$  est déposée chimiquement en phase vapeur (CVD pour Chemical Vapor Deposition) directement sur la structure HEMT. Ce dépôt se fait en deux étapes de 5 min chacune, durant la première, le substrat est porté à  $350\text{ }^\circ\text{C}$  et durant la seconde, la température est de  $470\text{ }^\circ\text{C}$ .

Aux endroits où des diodes de 30  $\mu\text{m}$  et 55  $\mu\text{m}$  de diamètre seront réalisées, le  $\text{SiO}_2$  est gravé dans une solution d'acide fluorhydrique (HF) tamponné (BHF pour Buffered HF) à travers un masque de résine photosensible positive dont les ouvertures ont un diamètre respectivement de 80  $\mu\text{m}$  et 105  $\mu\text{m}$ . Afin de limiter le décollement de la résine durant l'attaque, la surface du  $\text{SiO}_2$  est traitée avec un promoteur d'adhérence (hexaméthyle disilazane, HMDS) et, après le développement de la résine, l'échantillon est recuit à 140 °C pendant 10 min. Une fois le  $\text{SiO}_2$  gravé, la résine est décapée dans un bain d'acétone. En utilisant le masque de  $\text{SiO}_2$ , des fosses sont ensuite creusées dans la structure HEMT jusqu'au substrat InP avec une solution d'acide phosphorique et de peroxyde selon la procédure déjà décrite au paragraphe III.1.4. L'échantillon est alors collé sur un porte-substrat, avec un substrat InP vierge placé à côté, et il est introduit dans le bâti CBE. Durant la croissance, le substrat vierge est nécessaire afin d'offrir une surface de réflexion plane au pyromètre utilisé pour le contrôle de la température; en outre, les photodiodes fabriquées à partir de la structure déposée sur ce substrat serviront de témoin pour la comparaison des performances entre les diodes crûes en une étape et les diodes recrûes (voir chapitre V).



**Fig. IV.4** Structure p-i-n en cours de recroissance sélective. Les échelles ne sont pas respectées dans cette représentation : le diamètre de la zone dans laquelle la recroissance a lieu est en réalité 100 fois supérieur à l'épaisseur totale de la structure épitaxiale.

Dans l'optique d'une seconde croissance, la propreté de l'échantillon, et plus particulièrement de la surface du fond des fosses, doit impérativement être excellente. Expérience faite, les meilleurs résultats sont obtenus avec une surattaque de la structure HEMT d'au moins 50 % et en prenant soin de préparer une nouvelle solution d'attaque à chaque fois. De même, le nombre d'étapes technologiques entre les deux croissances doit être réduit au minimum, chaque étape étant inévitablement une source de contamination potentielle. Lors des premiers essais, des croix d'alignement étaient gravées sur la surface de l'échantillon avant que les fosses ne soient creusées; cette étape supplémentaire, qui passe par un dépôt de  $\text{Si}_3\text{N}_4$  suivi d'une attaque ionique réactive (RIE pour Reactive Ion Etching), s'est révélée avoir des

conséquences négatives sur la qualité de la recroissance. Par la suite, les seules opérations effectuées avant la recroissance furent :

- dépôt du  $\text{SiO}_2$  par CVD
- définition des ouvertures par photolithographie
- gravure du  $\text{SiO}_2$  dans BHF et retrait de la résine
- creusement des fosses dans la structure HEMT jusqu'au substrat InP

et la gravure des croix d'alignements a été reportée à une étape ultérieure, après la recroissance.

Une fois la recroissance effectuée, le masque diélectrique est décapé dans du BHF, parfaitement sélectif sur les matériaux III-V, et le but visé, c'est-à-dire l'intégration horizontale de la structure HEMT avec la structure p-i-n, est atteint.

### IV.3.3 Qualité du matériau obtenu par recroissance

A une température de croissance de 520 °C, une parfaite sélectivité est obtenue, en ce sens qu'aucun dépôt, même polycristallin, n'est observé sur le masque  $\text{SiO}_2$ . Néanmoins, le masque est recouvert d'une densité parfois importante ( $> 1000 \text{ mm}^{-2}$ ) de cristallites dont la taille est inférieure à 1  $\mu\text{m}$ . Ces cristallites sont toutefois sans conséquence, puisque la quasi totalité d'entre elles sont éliminées simplement par un léger nettoyage de la surface à l'aide d'un coton-tige humide avant le décapage du  $\text{SiO}_2$ .

Sur un échantillon où certaines zones étaient masquées à la fois par du  $\text{Si}_3\text{N}_4$  et du  $\text{SiO}_2$ , aucune cristallite n'est apparue, alors que d'autres zones, masquées seulement par du  $\text{SiO}_2$ , en étaient recouvertes. Il semble donc que l'origine de ces cristallites puisse être attribuée à un manque d'homogénéité du film diélectrique. De petits trous, suffisants pour permettre à une cristallite de se former, peuvent apparaître déjà au moment du dépôt de l'oxyde de silicium à cause, par exemple, de poussières présentes sur la surface de l'échantillon et de l'effet d'ombrage qui en découle. En outre, le masque de résine photosensible utilisé lors de l'attaque au BHF peut lui aussi n'être qu'imparfaitement uniforme.

La qualité d'une croissance sélective réalisée par CBE est indépendante de la géométrie du masque diélectrique, aussi tant la morphologie que la qualité des matériaux de la structure p-i-n détaillés ci-après sont représentatifs de la recroissance, qu'elle soit sélective ou non.

L'anneau brillant d'environ 5  $\mu\text{m}$  qui ceinture la zone recrue sur la photographie de la figure IV.5 est dû à une croissance polycristalline sur les flancs de la fosse creusée dans la structure HEMT. En effet, à l'exception du canal et de la couche de contact, la structure HEMT n'est composée que d'AlInAs qui réagit très rapidement avec l'oxygène de l'air. Donc, entre la fin du creusement des fosses et l'introduction de l'échantillon dans le bâti CBE, l'AlInAs, en contact avec l'air sur toute la surface des flancs, s'oxyde et il en résulte cette croissance polycristalline d'aspect brillant.



L'observation de la surface recrûe au microscope à contraste de phase révèle une surface parfaite, à l'exception de quelques défauts ovales plats et longs d'environ  $3\text{ }\mu\text{m}$  (Fig. IV.5). Les défauts sont systématiquement orientés dans la direction  $[0\bar{1}1]$  et cette morphologie de surface est caractéristique de la croissance par CBE d'une structure InGaAs/InP sur un substrat InP (100) exact [25]. La densité de ces défauts est d'environ  $1400\text{ mm}^{-2}$  sur l'échantillon témoin (substrat InP vierge) et de  $2400\text{ mm}^{-2}$  pour le matériau obtenu par recroissance. Cette légère différence était attendue car un traitement chimique, quel qu'il soit, de la surface des substrats InP avant croissance s'est toujours avéré être à l'origine d'une augmentation de la densité des défauts ovales de surface.

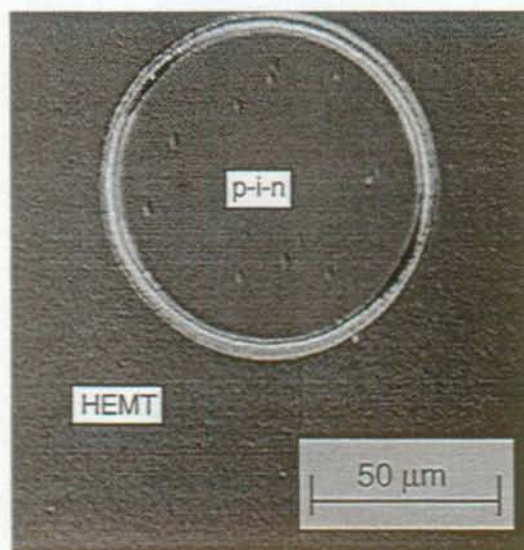
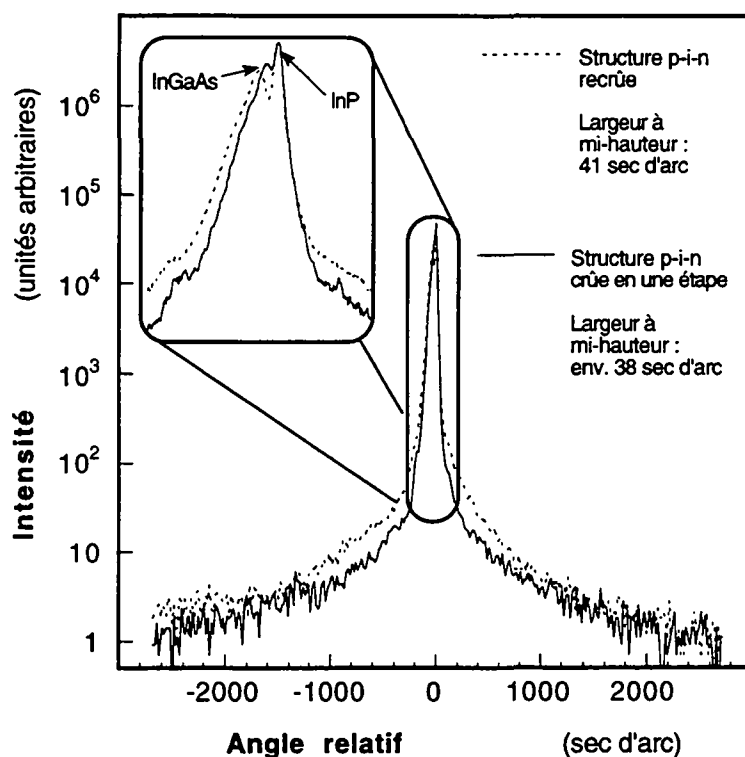


Fig. IV.5 Photographie, prise au microscope optique à contraste de phase, de la surface après recroissance sélective de la structure p-i-n (disque de  $80\text{ }\mu\text{m}$  de diamètre) dans la structure HEMT et décapage du masque  $\text{SiO}_2$ .

Le faisceau de rayons X utilisé à l'IMO pour caractériser la qualité cristalline des matériaux a une taille de plusieurs millimètres; il n'est de ce fait pas possible d'utiliser les plaquettes usuelles, dont les surfaces recrûes sont des disques de  $100\text{ }\mu\text{m}$  de diamètre disséminés sur l'échantillon, pour effectuer cette caractérisation. Dans le but d'obtenir malgré tout une courbe de diffraction de la structure recrûe, une structure HEMT a été intégralement décapée jusqu'au substrat InP. Sur cet échantillon, en même temps que sur un substrat InP vierge, une structure p-i-n a ensuite été épitaxiée. Ainsi, nous disposons d'une plaquette témoin et d'une plaquette dont la surface est entièrement du matériau recrû. A l'exception de l'absence de masque, l'attaque de la totalité de la structure HEMT a bien évidemment été réalisée de la même façon que le creusement des fosses décrit au paragraphe précédent. Les courbes de diffraction de rayons X mesurées sur ces deux structures sont montrées à la figure IV.6.

Si aucune différence majeure n'apparaît entre la structure crûe en une étape et la structure recrûe, on constate néanmoins une légère diminution de la qualité cristalline du matériau recrû. En effet, des franges, synonymes d'excellente qualité cristalline, sont encore visibles sur la courbe témoin, alors qu'elles ne le sont plus sur la courbe de la structure recrûe. De même, un élargissement du pic de l'InGaAs, avec une largeur à mi-hauteur qui passe

d'approximativement 38 sec d'arc à 41 sec d'arc, est observé. Par contre, l'augmentation de l'écart entre le pic de l'InGaAs et celui de l'InP n'est vraisemblablement pas représentatif d'une variation de la composition de l'alliage avec la recroissance, mais plutôt avec la position sur le porte-substrat.



**Fig. IV.6** Courbes de diffraction de rayons X de deux structures p-i-n épitaxiées simultanément, l'une sur un substrat InP vierge et l'autre après avoir découpé la totalité de la structure HEMT préalablement déposée par MBE. Le détail est un agrandissement des courbes entre -250 sec d'arc et 180 sec d'arc.

Du point de vue de la morphologie comme de celui de la qualité cristalline, la structure p-i-n ne subit donc pas de dégradations significatives si elle est obtenue par recroissance. Cette constatation montre que la procédure de nettoyage des échantillons avant la recroissance est appropriée à cette application. L'obtention d'une surface de départ adéquate pour la recroissance est ici considérablement facilitée par le fait que le creusement des fosses dans la structure HEMT s'arrête sur le substrat InP, ce qui permet d'utiliser une solution d'attaque à très haut taux de sélectivité entre les ternaires et l'InP. Sans la couche tampon épaisse sous la structure HEMT, le fond des fosses devrait se trouver dans le substrat InP, pour assurer la planéité de la surface après la recroissance. Dans ce cas, une attaque ionique réactive est en général nécessaire pour garantir une surface de qualité suffisante pour la recroissance et une bonne homogénéité de la profondeur des fosses [26].

#### IV.3.4 Effet de la recroissance sélective sur le gaz 2D

La surface de la structure HEMT observée immédiatement après l'étape de croissance MBE et après la recroissance sélective (Fig. IV.5) ne présente absolument aucune modification. De même, une courbe de diffraction de rayons X en tous points identique à celle de la figure IV.3(b) est mesurée pour une structure HEMT soumise aux conditions de la recroissance sélective. Après ce constat, aucune dégradation des propriétés de conduction électrique du gaz 2D n'était attendue. Tel ne fut pourtant pas le cas!

Après le creusement des fosses dans la structure HEMT, il n'est plus possible de découper un carré de 3 mm de côté pour une mesure d'effet Hall. De ce fait, l'effet de la recroissance sélective sur la résistance couche  $R_{cc}$  du canal a la première fois été mis en évidence lors d'une mesure TLM des contacts ohmiques de type n déposés sur la couche de contact en InGaAs de l'échantillon S-758. La résistance de couche à 300 K de cet échantillon après la croissance MBE était de 239  $\Omega$ /carré (voir tableau IV.1); suite à la recroissance sélective, une résistance de couche entre 550  $\Omega$ /carré et 750  $\Omega$ /carré a été mesurée sur des motifs TLM issus de différentes séquences de fabrication. Sur l'échantillon S-767, exactement la même évolution de la résistance de couche a été observée. La valeur de ces résistances de couche après recroissance sélective est comparable, voire supérieure, à celle obtenue pour des transistors à hétérojonction et canal en InGaAs dopé [27]. Autrement dit, l'amplitude de cette dégradation annihile les avantages des HEMTs par rapport à d'autres types de transistors, moins performants mais plus simples.

Si la température à laquelle est porté l'échantillon pendant la recroissance de la structure p-i-n, soit 520 °C pendant environ 80 min, suffit à expliquer l'augmentation de  $R_{cc}$ , alors notre concept d'intégration, avec la structure HEMT épitaxiée en premier, est tout bonnement inapplicable. A ce stade, il est donc fondamental de pouvoir identifier l'étape responsable de cette dégradation. Dans ce but, quatre échantillons ont été préparés à partir de la croissance S-678; il s'agit d'une structure HEMT standard, mais pour ces essais la présence d'une couche tampon épaisse n'est pas nécessaire.

- #1 Le premier échantillon est simplement recouvert d'une couche de  $\text{SiO}_2$  similaire à celle utilisée comme masque pour la recroissance sélective et, sans autres traitements, cette couche est décapée dans du BHF.
- #2 Le deuxième échantillon est également recouvert d'une couche de  $\text{SiO}_2$ , mais ensuite il est chauffé à 520 °C pendant 80 min. Cette simulation des conditions de recroissance de la structure p-i-n peut se faire sous pression atmosphérique directement dans le réacteur CVD car la surface de l'échantillon est protégée par le  $\text{SiO}_2$ . Suite à ce recuit, le diélectrique est retiré dans du BHF.
- #3 Comme un masque de nitrure de silicium est envisageable pour réaliser une recroissance sélective, le troisième échantillon est recouvert d'une couche de 300 nm de  $\text{SiN}_x$  déposé

à 300 °C par CVD assisté par un plasma d'azote (PECVD pour Plasma Enhanced CVD). Cet échantillon subit ensuite le même traitement thermique que l'échantillon #2, puis une attaque prolongée dans du BHF suffit à décaper ce nitrure peu dense.

- #4 Sans diélectrique déposé sur sa surface, le quatrième échantillon est soumis aux conditions de la croissance d'une structure p-i-n. En l'absence d'une couche protectrice, le recuit ne peut être effectué sous pression atmosphérique et l'échantillon est porté à 520 °C pendant 80 min dans le bâti CBE, sous flux d'arsine craqué.

Les propriétés de conduction de chacun de ces quatre échantillons ont ensuite été déterminées par une mesure d'effet Hall et les résultats sont donnés dans le tableau IV.2. Afin de confirmer que le traitement pratiqué sur l'échantillon #2 simule bien les conditions de recroissance sélective, il a également été appliqué à la structure HEMT S-958. Une mesure TLM a alors révélé une augmentation de la résistance de couche qui est passée de 250  $\Omega$ /carré avant traitement (voir tableau IV.1) à 645  $\Omega$ /carré, soit une variation tout à fait comparable à celle observée sur S-758 et S-767 après une véritable recroissance sélective.

Echantillon	Traitement	$n_{s2D}$ $\cdot 10^{12}$ [cm <sup>-2</sup> ]	$\mu_{n2D}$ [cm <sup>2</sup> /V·s]	$R_{cc}$ [ $\Omega$ /carré]
S-678	Référence	2,62	11'350	210
#1	Dépôt de SiO <sub>2</sub>	1,82	11'100	309
#2	Recuit à 520 °C, 80 min avec SiO <sub>2</sub>	0,94	8'980	740
#3	Recuit à 520 °C, 80 min avec SiN <sub>x</sub>	1,41	9'050	489
#4	Recuit à 520 °C, 80 min	2,65	11'400	207

**Tableau IV.2** Variation des propriétés de conduction suite à différents traitements, mesurées par effet Hall à 300 K sur quatre échantillons issus de S-678.

Le simple fait de déposer une couche d'oxyde de silicium est déjà responsable d'une légère diminution de la concentration surfacique de porteurs dans le canal (échantillon #1); comme attendu, cette diminution est considérablement amplifiée par le recuit de 80 min à 520 °C (échantillon #2). La situation est un peu moins défavorable dans le cas d'un masque de silicium nitruré (échantillon #3), mais l'augmentation de la résistance de couche par rapport à la valeur de départ est tout de même trop importante pour que cette solution puisse être acceptable. Le résultat obtenu pour l'échantillon #4 est quant à lui plus réjouissant. Il démontre en effet que la dégradation des propriétés de conduction du gaz 2D après la recroissance sélective n'est pas due aux conditions de la recroissance elle-même, mais bel et bien à des interactions entre le masque

diélectrique et le semiconducteur durant la recroissance. Egalement dans l'optique de l'intégration monolithique d'une structure p-i-n avec une structure HEMT, mais où la structure p-i-n est déposée en premier, Berger *et al.* [28] mettent aussi en cause de telles interactions pour expliquer l'augmentation de la résistance série des photodiodes.

Comme cela a été souligné lors de la description de la structure HEMT, au paragraphe IV.2.1, le gaz 2D se trouve à moins de 50 nm de la surface; aussi l'influence du diélectrique n'a nul besoin d'être massive pour perturber le canal.

#### IV.3.5 Origine de la dégradation des propriétés de conduction du gaz 2D

Afin de tenter d'identifier l'effet induit par le masque de SiO<sub>2</sub> durant la recroissance, une étude par spectroscopie transitoire des centres profonds (DLTS pour Deep Level Transient Spectroscopy) a été menée [29]. Dans le but de simplifier l'interprétation des résultats et de faciliter la formation des contacts Schottky de grande surface ( $5 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2$ ) nécessaires pour la mesure DLTS, une structure spécifique (S-979), détaillée dans le tableau IV.3, a été épitaxiée par MBE pour cette étude.

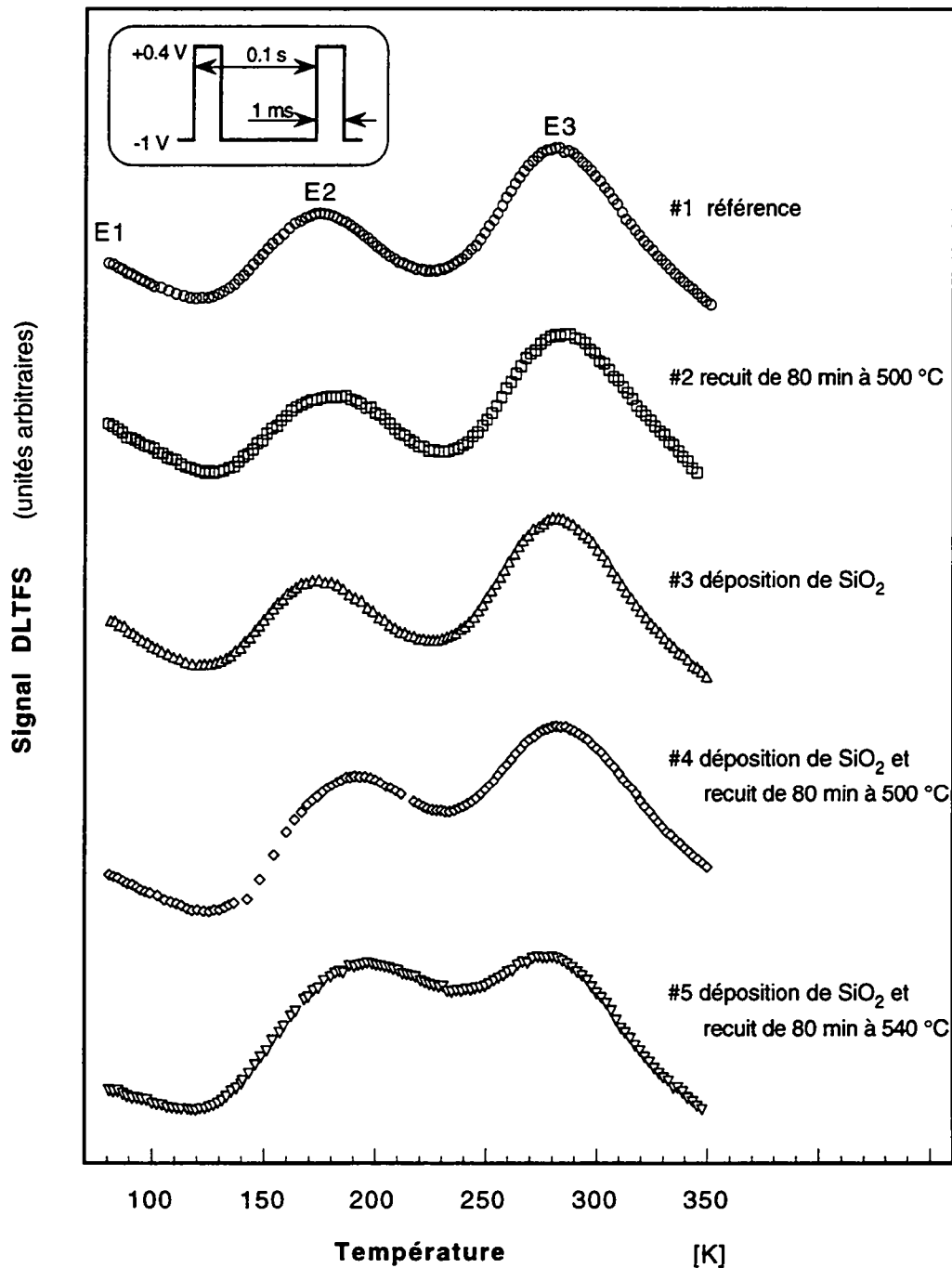
	épaisseur	dopage	fonction
In <sub>0,53</sub> Ga <sub>0,47</sub> As	10 nm	nid	protection
Al <sub>0,48</sub> In <sub>0,52</sub> As	20 nm	nid	barrière Schottky
Al <sub>0,48</sub> In <sub>0,52</sub> As	600 nm	Si : $7 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$	couche investiguée par DLTS
substrat InP	~ 400 $\mu\text{m}$	S	contact face arrière

**Tableau IV.3** Structure de la croissance S-979 utilisée pour l'étude DLTS; "nid" est l'abréviation usuelle de "non intentionnellement dopé".

La croissance S-979 est alors utilisée pour préparer cinq échantillons différents. L'échantillon #1 est une référence et n'est soumis à aucun traitement. L'échantillon #2 est recuit à 520 °C sous flux d'arsine craqué dans le bâti CBE, soit exactement le même traitement que pour S-678#4. Sur les trois échantillons restants, une couche de SiO<sub>2</sub> est déposée dans les mêmes conditions que pour le masque utilisé pour la recroissance sélective. Cette couche de SiO<sub>2</sub> est ensuite simplement décapée sur l'échantillon #3 (correspond au traitement de S-678#1), tandis que les échantillons #4 et #5 subissent un recuit. La température de recroissance étant de 520 °C, l'échantillon #4 est recuit à 500 °C et l'échantillon #5 à 540 °C, ces deux échantillons sont alors également débarrassés de leur oxyde de silicium. La durée du traitement thermique des échantillons #2, #4 et #5 est de 80 min.

La réalisation des contacts Schottky est ensuite exécutée simultanément sur les cinq échantillons. La couche de protection en InGaAs est d'abord attaquée et des contacts Ti

(50 nm)/Au (150 nm) sont déposés sur la fine couche d'AlInAs non dopé. L'absence de dopage de cette couche améliore la caractéristique Schottky des contacts, en particulier le courant inverse est faible (typiquement  $-1 \mu\text{A}$  à  $-5 \text{ V}$  à  $300 \text{ K}$ ) et la mesure des transitoires de capacité ne pose pas de problèmes, même à  $350 \text{ K}$ .



**Fig. IV.7** Spectres DLTFs mesurés sur S-979 après les différents traitements indiqués. Les conditions de mesures sont données dans l'encart.

Une mesure DLTS par transformée de Fourier (DLTFS) est effectuée entre  $80 \text{ K}$  et  $350 \text{ K}$  pour les cinq échantillons, les spectres correspondants sont présentés à la figure IV.7. Avec la



technique DLTFs, la transformée de Fourier discrète du transitoire de capacité complet est effectuée numériquement à chaque température de mesure. De la représentation en fonction de la température des coefficients de Fourier ainsi obtenus, on déduit l'énergie d'activation, la section efficace de capture et la concentration des pièges profonds [30].

Les trois pics observés pour chacun des cinq échantillons correspondent aux pièges à électrons habituellement observés dans l' $\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}$ , c'est-à-dire épitaxié en accord de maille sur l'InP [31-33]; leurs caractéristiques respectives sont données à titre indicatif dans le tableau IV.4. L'amplitude du signal DLTFs est liée à la concentration de pièges et, compte tenu du niveau de dopage ( $7 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ), la concentration de E3 peut être estimée à environ  $10^{15} \text{ cm}^{-3}$ .

	E1	E2	E3
$E_T$ [eV]	$0,17 \pm 0,1$	$0,40 \pm 0,1$	$0,55 \pm 0,1$
$\sigma_T$ [ $\text{cm}^2$ ]	$2,1 \cdot 10^{-13}$	$4,0 \cdot 10^{-13}$	$2,0 \cdot 10^{-14}$

**Tableau IV.4** Energie d'activation  $E_T$  et section efficace de capture  $\sigma_T$  des pièges E1, E2 et E3 observés dans l' $\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}$ .

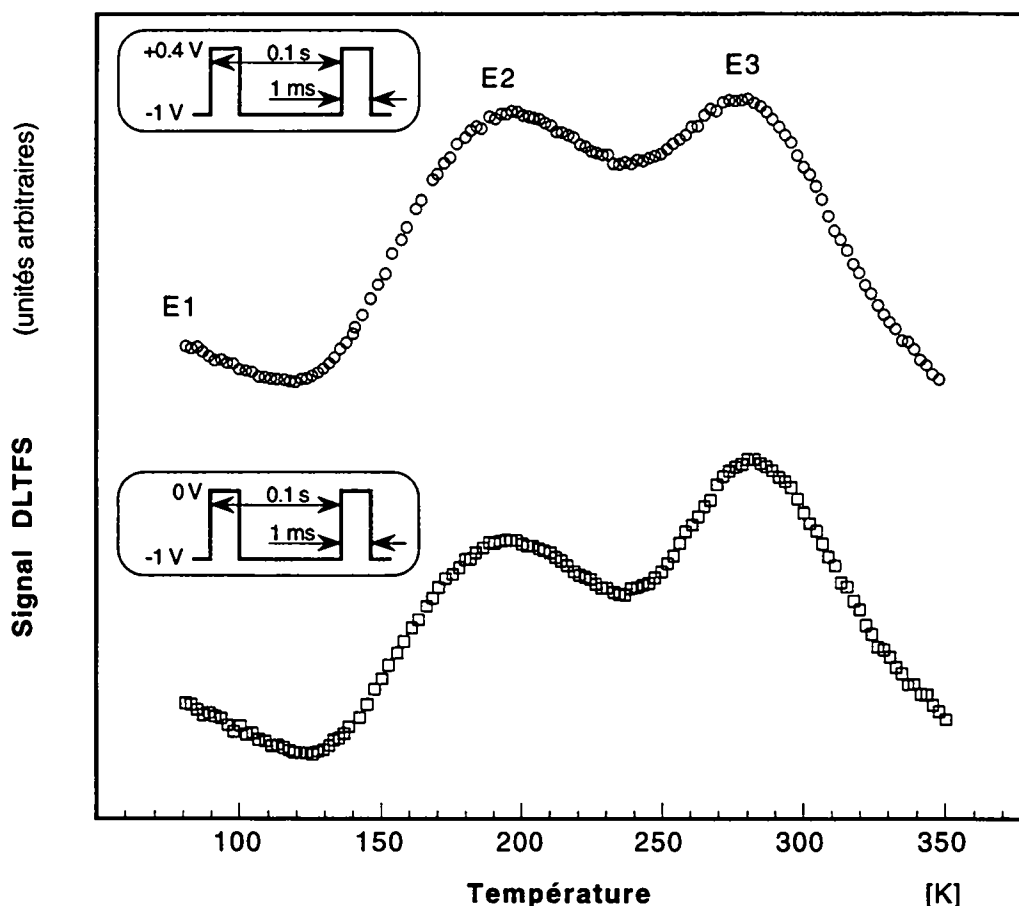
Il est intéressant maintenant de comparer les résultats obtenus par effet Hall sur les différents échantillons S-678 (voir tableau IV.2) avec les spectres DLTFs de la figure IV.7.

Conformément à ce qui a été mesuré par effet Hall sur l'échantillon S-678#4, un simple recuit n'a pas d'effet notable sur le signal DLTFs (échantillon #2). Par contre, si une légère dégradation de la concentration surfacique de porteurs avait été observée suite simplement au dépôt du  $\text{SiO}_2$  (échantillon S-678#1), ce dépôt n'influence pas de manière significative l'allure du spectre DLTFs (échantillon #3). Il en va différemment si le dépôt de  $\text{SiO}_2$  est suivi d'un recuit. Dans ce cas, l'amplitude relative, et donc la concentration, du piège E2 augmente comparativement à E1 et E3 et cet effet est d'autant plus marqué que la température de recuit est élevée (échantillons #4 et #5). Cette observation nous incline à penser qu'un niveau profond diffuse du  $\text{SiO}_2$  dans l' $\text{AlInAs}$ . Ces niveaux profonds, qui sont des pièges à électrons, sont alors susceptibles d'expliquer la dégradation des caractéristiques de conduction observée sur les structures HEMT exposées à la recroissance sélective de la structure p-i-n (de même que sur l'échantillon S-678#2). Une modification du diagramme de bande induite par ces pièges, chargés positivement, pourrait être à l'origine d'une diminution de la densité surfacique de porteurs  $n_{s2D}$  dans le gaz 2D. La mobilité de ces porteurs serait quant elle affectée d'une part par le potentiel coulombien des niveaux profonds et d'autre part par la diminution de  $n_{s2D}$  qui justement diminue l'écrantage de la diffusion par le potentiel coulombien [34].

Comme le matériau à l'origine de la diffusion de ces niveaux profonds est du  $\text{SiO}_2$ , il est possible que E2 soit dû à un défaut lié à l'oxygène. Cette hypothèse n'est pas en contradiction

avec la dégradation de la résistance de couche mesurée sur l'échantillon S-678#3 qui est recouvert de  $\text{SiN}_x$  et pas de  $\text{SiO}_2$ . D'abord la dégradation est moins marquée que pour l'échantillon S-678#2 et surtout ce nitrure est peu dense, sa solubilité dans le BHF en témoigne, et doit contenir une proportion non négligeable d'oxygène. En outre, le rôle que pourrait jouer l'oxygène dans l'apparition de pièges dans l' $\text{AlInAs}$  obtenu par MBE a par ailleurs déjà été envisagé [33].

Si la tension de l'impulsion précédant la mesure du transitoire de capacité (appelée communément tension de "pulse") est diminuée, alors la zone de déplétion sous le contact Schottky est plus large et le signal DLTS correspondant reflète les pièges présents plus en profondeur dans le matériau. Les spectres DLTS de la figure IV.8, issus de mesures effectuées sur le même échantillon, mais avec deux tensions de "pulse" différentes, montrent clairement que le processus responsable de l'augmentation de l'amplitude de E2 diminue avec la profondeur et que son origine se trouve donc bien en surface du semiconducteur.



**Fig. IV.8** Spectres DLTS mesurés sur l'échantillon S-979#5 (déposition de  $\text{SiO}_2$  et recuit à 540 °C pendant 80 min) dans deux conditions de mesures différentes : tension de "pulse" de 0,4 V pour une mesure proche de la surface et tension de "pulse" de 0 V pour une mesure plus en profondeur.



## IV.4 Recroissance non sélective

Les conditions de la recroissance de la structure p-i-n n'étant pas néfastes en elles-mêmes pour la structure HEMT, notre concept d'intégration, avec la structure des transistors épitaxiée en premier, n'est pas écarté. Toutefois, l'importante augmentation de la résistance de couche, mesurée tant par effet Hall que sur des motifs TLM, suite à la recroissance sélective telle que proposée à la section précédente nécessite d'imaginer de nouvelles solutions pour la deuxième étape d'épitaxie.

### IV.4.1 Alternatives à la recroissance sélective

Comme la dégradation des propriétés de conduction du gaz 2D a pu être positivement imputée à la proximité entre ce dernier et le masque diélectrique nécessaire à la recroissance sélective, deux alternatives sont envisageables :

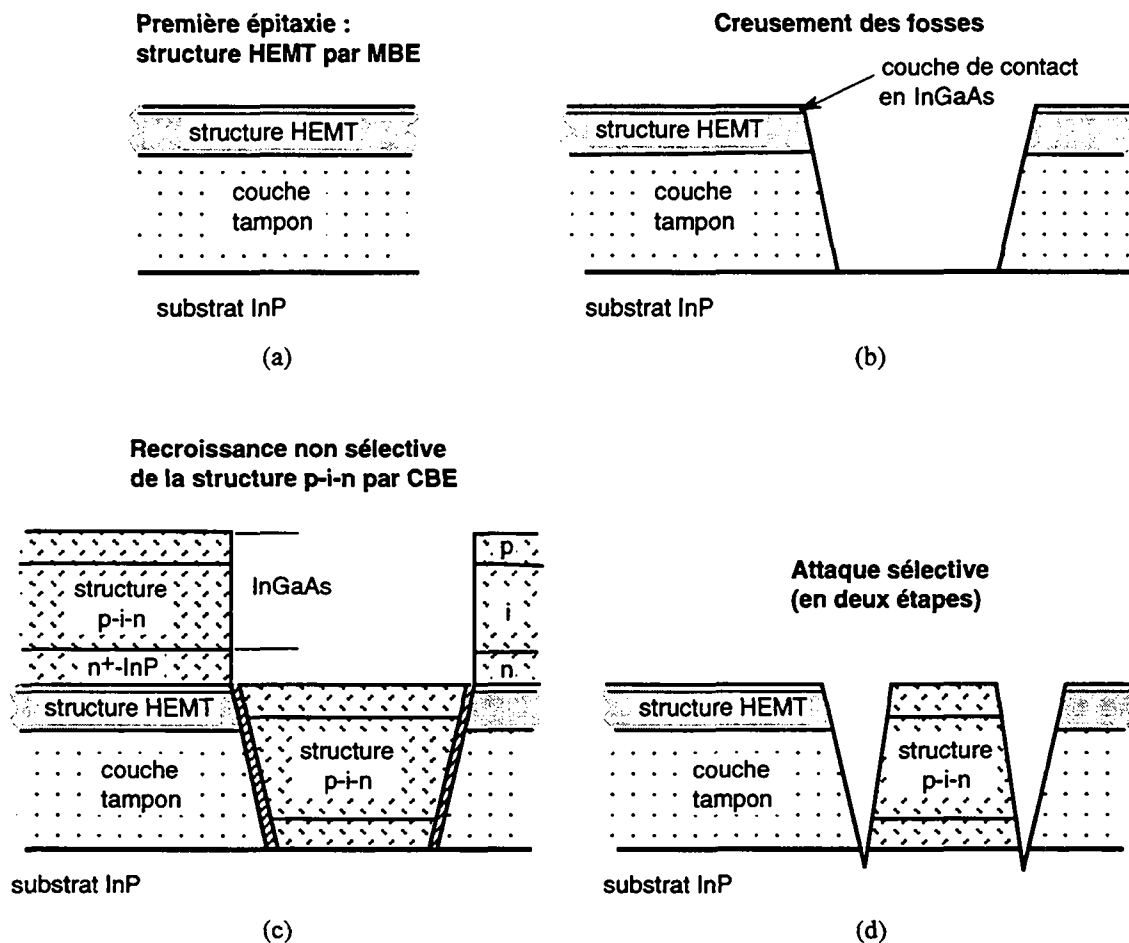
- Ajouter une couche sacrificielle à la structure HEMT de façon à éloigner les couches actives de la surface.
- Renoncer à l'utilisation d'un masque diélectrique, ce qui évidemment sous-entend de se passer de la sélectivité lors de la recroissance de la structure p-i-n.

Avec la première de ces solutions, il est impératif de pouvoir attaquer la couche sacrificielle sans endommager la structure HEMT qui se trouve immédiatement en dessous. La couche de contact en InGaAs n'ayant qu'une épaisseur de 10 nm, cela revient à dire que le décapage de la couche sacrificielle doit être hautement sélectif sur l'InGaAs. Le système MBE installé à l'IMO n'étant pas équipé d'une source de phosphore (P), le seul candidat possible dans le système de matériaux épitaxiés sur InP pour réaliser cette couche sacrificielle est l'AlInAs. Or, une solution à base d'acide chlorhydrique (HCl) faiblement dilué est en principe sélective pour l'AlInAs sur l'InGaAs [35]. Si des tests de sélectivité ont effectivement démontré de bons résultats sur de l'InGaAs épais ( $\geq 300$  nm), il n'en est pas allé de même avec une couche plus fine. En particulier, la couche de contact de la structure HEMT s'est révélée tout à fait insuffisante pour stopper l'attaque dans la solution de HCl. En conséquence, cette solution de la couche sacrificielle ne peut être retenue.

Un problème quelque peu similaire se pose dans le cas d'une recroissance non sélective de la structure p-i-n. Effectivement, en l'absence du masque diélectrique, les couches composant la structure p-i-n sont non seulement déposées dans les fosses mais également par-dessus la structure HEMT (Fig. IV.9(c)). Une différence majeure réside toutefois dans le fait que la couche de contact n en InP de la structure p-i-n peut ici être utilisée comme couche d'arrêt d'attaque lors du décapage des couches déposées au-dessus de la structure HEMT. Nous avons déjà utilisé à plusieurs reprises la sélectivité d'une solution à base d'acide phosphorique

( $\text{H}_3\text{PO}_4$ ) et de peroxyde ( $\text{H}_2\text{O}_2$ ) pour attaquer les ternaires, InGaAs et AlInAs, sur l'InP; une procédure d'attaque visant une sélectivité inverse – InP sur InGaAs – a alors été mise au point et, après une série d'essais, de très bons résultats ont été obtenus simplement avec une solution de HCl et d'eau désionisée en proportions identiques.

La séquence des opérations conduisant à l'intégration horizontale des structures HEMT et p-i-n, avec une recroissance non sélective de cette dernière, est représentée à la figure IV.9 : la recroissance sélective est en fait remplacée par une recroissance non sélective suivie d'une attaque sélective. Comme le même masque est utilisé à la fois pour le creusement des fosses (Fig. IV.9(b)) et pour l'attaque sélective nécessaire après la recroissance (Fig. IV.9(d)), le substrat InP est légèrement attaqué autour de ce qui deviendra une photodiode; cette zone est néanmoins sans conséquences défavorables ni pour la réalisation, ni pour les performances des dispositifs. D'un point de vue pratique, la méthode de la recroissance non sélective, outre qu'elle ne nécessite pas de dépôt de diélectrique, requiert une étape de photolithographie de moins que la recroissance sélective. Compte tenu du potentiel que semble posséder cette alternative à la recroissance sélective de la structure p-i-n, seule cette méthode d'intégration dite de la "recroissance non sélective" sera évaluée dans ce qui suit.

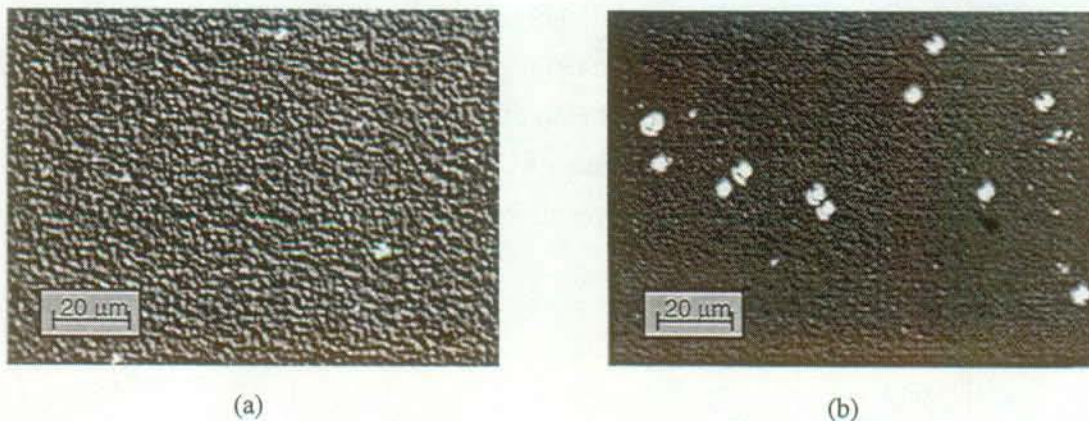


**Fig. IV.9** Intégration horizontale des deux structures HEMT et p-i-n obtenue grâce à une recroissance non sélective de la structure p-i-n et une attaque sélective des couches inutiles.

#### IV.4.2 Résultats après recroissance non sélective

La recroissance ayant lieu exactement dans les mêmes conditions que la recroissance sélective et une surattaque étant également pratiquée lors du creusement des fosses, il n'est guère étonnant que le matériau qui croît dans ces fosses soit d'une qualité tout à fait comparable à celle décrite au paragraphe IV.3.3. La seule différence observée pendant la préparation de l'échantillon avant la recroissance est la plus grande difficulté rencontrée pour rincer correctement le fond des fosses en l'absence de masque diélectrique. Un mauvais rinçage du substrat InP se traduit, après la recroissance, par la présence de défauts cristallins dans les zones des photodiodes. Cette différence est due au fait que la présence du  $\text{SiO}_2$ , très hydrophile, favorise l'écoulement de l'eau de rinçage jusqu'au fond des fosses.

Cette deuxième étape de croissance débute sur deux surfaces de nature différente : le matériau "utile", à partir duquel seront réalisées les photodiodes, est crû sur l'InP, tandis que les couches "parasites", au-dessus de la structure HEMT, sont crûes sur l'InGaAs de la couche de contact (Fig. IV.9(b)). Le but de la recroissance étant bien évidemment de produire une structure p-i-n utile de bonne qualité, la température de désorption des oxydes de surface avant de débiter la croissance ne doit pas dépasser  $545^\circ\text{C}$ ; au-delà de cette température, des billes d'indium se forment à la surface de l'InP [25]. Or, à cette température, les oxydes plus stables de l'InGaAs ne sont pas, ou en tout cas pas totalement, désorbés et la structure p-i-n crûe au-dessus de la structure HEMT est de mauvaise qualité. La photographie de la figure IV.10(a) est représentative d'une croissance fortement perturbée et d'un front de croissance tridimensionnel.



**Fig. IV.10** Photographies, prises au microscope optique à contraste de phase, de la surface obtenue après la recroissance non sélective de la structure p-i-n par-dessus la structure HEMT (a) et après attaque sélective de ces couches parasites.

La piètre qualité des matériaux déposés sur la structure HEMT n'est pas gênante en soi puisque de toutes manières ces couches sont destinées à être décapées. Par contre la sélectivité de l'attaque est altérée par la mauvaise qualité en particulier de la couche  $n^+$ -InP. En effet,

autour des points plus brillants (environ 1-4  $\mu\text{m}$ ) que l'on distingue sur la photographie de la figure IV.10(a), l'InP ne va pas stopper l'attaque dans la solution  $\text{H}_3\text{PO}_4 : \text{H}_2\text{O}_2$  utilisée pour décaper le ternaire. Ainsi, l'attaque se poursuit dans la structure HEMT pour ne s'arrêter que sur le substrat InP et elle donne lieu à ces taches blanches beaucoup plus facilement visibles sur la photographie de la structure HEMT prise après l'attaque (Fig. IV.10(b)). A certains endroits de l'échantillon, la densité de ces taches devient tellement importante, qu'elles finissent par former une zone quasi uniformément blanche. Il va sans dire que dans de telles zones, tout espoir de réaliser des transistors est vain!

L'allure de la distribution des taches à la surface des échantillons nous a conduit à supposer qu'une préparation chimique de la surface de la structure HEMT avant la recroissance était susceptible d'améliorer la situation. Aussi des essais combinant différents acides ont été menés. Les résultats les plus satisfaisants sont obtenus si, après le retrait de la résine photosensible ayant servi de masque pour le creusement des fosses, l'échantillon est traité comme suit :

- bain de 5 min dans du BHF,
- rinçage à l'eau désionisée pendant 5 min,
- bain de 5 min dans une solution d'acide sulfurique ( $\text{H}_2\text{SO}_4$ ) dilué,
- rinçage à l'eau désionisée pendant 5 min.

Suite à ce traitement, la taille des zones uniformément blanches est fortement réduite, mais aucun des traitements essayés n'a permis d'éliminer totalement les points brillants responsables d'une perte de sélectivité durant l'attaque. Une densité de défauts comparable à celle de la photographie de la figure IV.10(b), soit typiquement  $600 \text{ mm}^{-2}$ , a ainsi toujours été observée.

En dépit de la dégradation de la morphologie de la structure HEMT, la recroissance suivie de l'attaque sélective n'a qu'une influence limitée sur les propriétés de conduction du gaz 2D [36]. En effet, les résultats d'une mesure d'effet Hall effectuée sur l'échantillon S-771 (tableau IV.5) montre que la résistance de couche passe de 213  $\Omega/\text{carré}$  après la première croissance à 295  $\Omega/\text{carré}$  après la recroissance. Des résultats tout à fait similaires ont été obtenus avec l'échantillon S-855.

Echantillon	300 K			77 K	
	$n_{s2D}$ $\cdot 10^{12} [\text{cm}^{-2}]$	$\mu_{n2D}$ $[\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}]$	$R_{cc}$ $[\Omega/\text{carré}]$	$n_{s2D}$ $\cdot 10^{12} [\text{cm}^{-2}]$	$\mu_{n2D}$ $[\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}]$
S-771					
Référence	2,64	11'100	213	2,63	36'900
Après recroissance non sélective	2,16	9'800	295	2,14	27'700

**Tableau IV.5** Propriétés de conduction de S-771 mesurées par effet Hall immédiatement après la croissance de la structure HEMT (référence), ainsi qu'après recroissance non sélective, puis attaque de la structure p-i-n.

En plus des simples motifs TLM, qui ont sans surprise confirmé la résistance de couche calculée à partir des mesures d'effet Hall, des photodiodes p-i-n et des transistors HEMT discrets ont été réalisés pour la première fois avec succès sur le même substrat (échantillon S-771). Les HEMTs, fabriqués selon une technologie développée à l'IMO pour des grilles longues de 1  $\mu\text{m}$ , ont montré une transconductance spécifique maximale  $g'_{m,\text{max}}$  de 250 mS/mm pour un courant de drain spécifique associé  $I_D(g'_{m,\text{max}})$  de 115 mA/mm. Ces valeurs moyennes prises sur tous les dispositifs fonctionnels ne sont que 25 % inférieures à celles obtenues pour des HEMT standard produits à l'IMO [13]. Deux constatations viennent toutefois tempérer ces bons résultats.

D'une part, une dégradation dans le temps inhabituelle a été observée. Ainsi, après seulement un mois de simple exposition à l'air,  $g'_{m,\text{max}}$  est inférieur à 200 mS/mm et plus que de l'ordre de 130 mS/mm après deux mois.

D'autre part, une sensibilité à la lumière des paramètres de conduction complètement anormale a pu être mise en évidence après un bain dans la solution basique utilisée pour développer la résine photosensible (solution MF-319). En effet, après un tel bain, une structure HEMT ne présente aucune modification ni de la concentration surfacique de porteurs  $n_{s2D}$ , ni de leur mobilité  $\mu_{n2D}$ , pas plus que de la sensibilité à la lumière, qui demeure très faible (< 2 %). Par contre, l'effet de MF-319 sur un échantillon exposé à la recroissance et à l'attaque de la structure p-i-n est radicalement différent, comme le montrent les valeurs réunies dans le tableau IV.6.

Echantillon S-855		avant MF-319		après MF-319	
		$n_{s2D}$ $\cdot 10^{12} [\text{cm}^{-2}]$	$\mu_{n2D}$ $[\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}]$	$n_{s2D}$ $\cdot 10^{12} [\text{cm}^{-2}]$	$\mu_{n2D}$ $[\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}]$
Après 1 <sup>e</sup> croissance	obscurité	2,62	10'845	2,61	10'800
	illumination	2,65	10'900	2,63	10'820
Après recroissance non sélective	obscurité	2,14	9'550	1,94	9'350
	illumination	2,16	9'600	2,68	6'860

**Tableau IV.6** Propriétés de conduction de S-855 mesurées par effet Hall à 300 K dans l'obscurité et sous illumination (diode électroluminescente rouge,  $\lambda = 635 \text{ nm}$ ) immédiatement après la croissance de la structure HEMT, ainsi qu'après recroissance non sélective, puis attaque de la structure p-i-n. Les mesures sont répétées après que les échantillons Hall aient été plongés pendant 3 min dans MF-319.

Le rôle joué par MF-319 dans la dégradation des propriétés de conduction de l'échantillon après recroissance est manifeste, mais loin d'être élucidé. Il semble néanmoins évident qu'après le traitement dans MF-319, l'augmentation de la concentration surfacique de porteurs et la diminution de leur mobilité sous illumination soient le signe de l'apparition d'un canal parasite



autre que le gaz 2D dans la structure. Des mesures sur des motifs TLM ont également présenté une variation de la résistance de couche avec la lumière (lumière blanche dans ce cas) et de plus la résistance de contact a presque doublé, alors que le même traitement n'augmente la résistance de contact que de 10 % sur l'échantillon sans recroissance.

En outre, la surface piquetée que l'on obtient après le décapage des couches p-i-n parasites (Fig IV.10(b)) compromet le nombre de transistors opérationnels. Bien que le rendement de fabrication ne soit généralement pas un objectif majeur pour les laboratoires de recherche universitaires, dans le but de réaliser un photorécepteur, il doit tout de même être suffisant pour assurer le bon fonctionnement d'amplificateurs (composés au minimum de deux transistors) et pas uniquement de transistors discrets.

En conclusion, ces diverses observations nous ont incités à chercher à améliorer cette méthode de la recroissance non sélective.

#### IV.4.3 Evolution de la méthode

Nous avons vu que la méthode de la recroissance non sélective souffrait de la sélectivité imparfaite de l'attaque nécessaire après l'épitaxie de la structure p-i-n et que cette mauvaise sélectivité découlait directement de l'impossibilité de faire croître des matériaux de bonne qualité à la fois sur le substrat InP (couches utiles pour les photodiodes) et sur la couche de contact en InGaAs de la structure HEMT (couches parasites à décaper). Une solution naturelle pour remédier à ce problème consiste donc à déposer une couche d'InP au-dessus de la structure HEMT avant le creusement des fosses [37]. L'unique exigence que cette couche doit satisfaire est de parfaitement résister à une attaque dans la solution  $\text{H}_3\text{PO}_4 : \text{H}_2\text{O}_2$  utilisée pour attaquer l'InGaAs. Cette couche additionnelle d'InP ne peut toutefois pas être simplement ajoutée durant la croissance de la structure HEMT, puisque le système MBE de l'IMO n'est pas équipé d'une cellule de phosphore (P). En conséquence, uniquement pour épitaxier 100 nm d'InP, une reprise de croissance sur InGaAs par CBE est nécessaire. On ne parle pas en l'occurrence de recroissance, car cette couche supplémentaire d'arrêt d'attaque est déposée directement, sans étapes technologiques préalables, sur la structure obtenue par MBE; il s'agit uniquement de trouver une solution au problème posé, à savoir le dépôt d'une couche d'InP, avec les moyens à disposition.

Il est vrai qu'une appréciation identique aurait pu être faite au moment du choix de l'alternative à la recroissance sélective (paragraphe IV.4.1). En effet, la couche d'InP qui résulte de cette reprise de croissance est parfaitement indiquée pour faire office d'espaceur entre les couches actives de la structure HEMT et le masque diélectrique nécessaire à la recroissance sélective. Un essai de ce genre a d'ailleurs été tenté, mais sans succès. La voie de la recroissance non sélective nous semble néanmoins toujours plus favorable. D'abord, sa faisabilité a maintenant été démontrée puisque des photodiodes p-i-n et des transistors HEMT

discrets ont déjà pu être intégrés monolithiquement avec cette méthode. Ensuite parce que stopper une attaque chimique (dans le cas de la recroissance non sélective améliorée) est fondamentalement plus simple que faire barrière à la diffusion d'espèces depuis le masque diélectrique (dans le cas de la recroissance sélective avec un espaceur).

Comme on l'a vu au paragraphe III.1.6 du chapitre précédent, une surface d'InGaAs exposée à l'air a tendance à s'oxyder spontanément même à température ambiante. Une préparation de surface à l'aide d'acides s'est par ailleurs avérée insuffisante pour se débarrasser totalement de ces oxydes natifs, puisque la densité de défauts après recroissance n'a pas pu être diminuée en deçà de  $600 \text{ nm}^{-2}$ . En procédant à une reprise de croissance sur une surface uniforme d'InGaAs, une désorption thermique des oxydes est envisageable. Sous flux d'arsine craqué, deux échantillons ont été recuits l'un à  $550^\circ\text{C}$  et l'autre à  $580^\circ\text{C}$ , avant de déposer  $100 \text{ nm}$  d'InP. Dans les deux cas, la couche d'InP était d'une qualité insuffisante pour stopper l'attaque dans  $\text{H}_3\text{PO}_4 : \text{H}_2\text{O}_2$ . De plus, une décomposition de l'InGaAs de l'échantillon recuit à  $580^\circ\text{C}$  a été détectée par diffraction aux rayons X. Donc, en accord avec les observations de Ingrey *et al.* [38], il n'est pas possible de désoxyder thermiquement l'InGaAs sans dégrader le matériau. En fait, il semble que seule une préparation de surface spécifique *in-situ*, donc dans le bâti d'épitaxie, soit réellement efficace pour désorber les oxydes d'un échantillon d'InGaAs préalablement exposé à l'air. D'excellents résultats sont par exemple obtenus avec un recuit à seulement  $370^\circ\text{C}$ , mais où la désoxydation est assistée par des radicaux hydrogène ( $\text{H}^*$ ); ces radicaux  $\text{H}^*$  sont générés par une source plasma éloignée de l'échantillon, mais dans la même enceinte sous ultravide que la chambre de croissance [39].

Ne disposant pas d'un tel équipement, nous avons renoncé à essayer de désoxyder la surface d'InGaAs pour tenter plutôt d'éviter son oxydation. Entre la fin de la croissance MBE et l'introduction de l'échantillon dans le bâti CBE, il faut donc que la plaquette n'entre pas en contact avec l'air. En réalité, nous nous sommes aperçus qu'une exposition à l'air limitée à quelques minutes n'était pas fatale. Cette technique, certes peu élégante, permet néanmoins de pallier efficacement à l'absence de source P dans le système MBE, puisque la couche d'InP ajoutée de cette manière à la structure HEMT a donné entière satisfaction : bien qu'imparfaitement lisse, elle résiste très bien à la solution  $\text{H}_3\text{PO}_4 : \text{H}_2\text{O}_2$ .

Excepté cette reprise d'épitaxie nécessaire pour déposer  $100 \text{ nm}$  d'InP immédiatement après la croissance par MBE de la structure HEMT, la séquence des opérations à effectuer pour réaliser l'intégration des structures HEMT et p-i-n est strictement similaire à celle représentée à la figure IV.9. Mais, grâce à cette couche d'InP supplémentaire, les points faibles de la recroissance non sélective évoqués au paragraphe précédent sont évités. La morphologie de surface de la structure HEMT est retrouvée sans défauts après le décapage des couches p-i-n parasites et de la couche d'InP additionnelle. De plus, la sensibilité à la lumière après un bain

dans MF-319 n'a pas été observée et l'augmentation de la résistance de couche par rapport à sa valeur avant recroissance est toujours inférieure à 3 %, alors qu'elle était encore de 39 % après la recroissance non sélective sans la couche d'InP supplémentaire.

Ces valeurs sont regroupées dans le tableau IV.7, où sont également rappelés les résultats obtenus après recroissance sélective. La comparaison, en particulier de la résistance de couche du gaz 2D  $R_{cc}$ , permet de mesurer l'importante amélioration apportée à la technologie d'intégration monolithique horizontale de la structure HEMT avec la structure p-i-n.

	$n_{s2D}$ $\cdot 10^{12} \text{ [cm}^{-2}\text{]}$	$\mu_{n2D}$ $[\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}]$	$R_{cc}$ $[\Omega/\text{carré}]$
Référence	2,6	11'100	216
Recroissance sélective	1,0	9'000	693
Recroissance non sélective	2,1	9'900	300
Recroissance non sélective II	2,6	11'000	218

**Tableau IV.7** Propriétés de conduction à 300 K typiques de structures HEMT immédiatement après la croissance MBE (référence) et après différentes méthodes de recroissance de la structure p-i-n. Par "recroissance non sélective II", on entend la méthode de recroissance non sélective où une couche additionnelle d'InP est déposée par-dessus la structure HEMT, avant le creusement des fosses destinées à accueillir les photodiodes p-i-n.

C'est sur des plaquettes obtenues avec cette méthode d'intégration, soit une recroissance non sélective de la structure p-i-n et l'utilisation d'une couche d'arrêt d'attaque en InP déposée par dessus la structure HEMT, que des photorécepteurs monolithiques complets ont pu être réalisés avec succès.



## Bibliographie du chapitre IV

- [1] Y. Zebda, R. Lai, P. Bhattacharya, D. Pavlidis, P. R. Berger and T. Brock, "*Monolithically Integrated InP-Based Front-End Photoreceivers*", IEEE Trans. Electron Dev., **ED-38** (6), pp. 1324-1332, 1991.
- [2] Y. Akahori, M. Ikeda and A. Kohzen, "*A 2.8 Gbit/s Monolithically Integrated Long Wavelength Five-Channel pin-HEMT Array and an Ultra-Wide-Bandwidth pin-HEMT*", Proc. of the 19th European Conference on Optical Communication (ECOC'93), 1993, pp. 309-312, vol.2.
- [3] H. Yano, G. Sasaki, N. Nishiyama, M. Murata, H. Kamiyama and H. Hayashi, "*5 Gbit/s Four-Channel Receiver Optoelectronic Integrated Circuit Array for Long-Wavelength Lightwave Systems*", Electron. Lett., **28** (5), pp. 503-504, 1992.
- [4] P. R. Berger, N. K. Dutta, D. A. Humphrey, P. R. Smith, S.-J. Wang, R. K. Montgomery, D. Sivco and A. Y. Cho, "*1.0 GHz Monolithic p-i-n MODFET Photoreceiver Using Molecular Beam Epitaxial Regrowth*", IEEE Photon. Technol. Lett., **4** (8), pp. 891-894, 1992.
- [5] W. Kuebart, J. H. Reemtsma, H. Grosskopf, I. Gyuro, D. Kaiser, H. Conrad, H. Gross, F. Grotjahn and H. Eisele, "*Monolithically Integrated 10 Gbit/s InP-Based Receiver OEICs: Design and Realization*", Proc. of the 19th European Conference on Optical Communication (ECOC'93), 1993, pp. 305-307, vol. 2.
- [6] K. Zekentes, G. Halkias, A. Dimoulas, A. Tabata, T. Benyattou, G. Guillot, J. R. Morante, F. Peiro, A. Cornet, A. Georgakilas and A. Christou, "*Materials problems for the development of InGaAs/InAlAs HEMT technology*", Mat. Sci. Eng. B, **20** pp. 21-25, 1993.
- [7] M. Beck and M. Ilegems, "*Influence of growth conditions on mobility and anisotropy of  $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}/\text{InP}$  HEMT's with  $y = 0.53$  to  $0.80$* ", Proc. of the 8th Int. Conf. InP and Rel. Mat., 1996, pp. 97-100.
- [8] I-H. Tan, G. L. Snider, L. D. Chang and E. L. Hu, "*A self-consistent solution of Schrödinger-Poisson equations using a nonuniform mesh*", J. Appl. Phys., **68** (8), pp. 4071-4076, 1990.
- [9] J. Dickmann, H. Dämbkes, H. Nickel, R. Lösch, W. Schlapp, K. Ploog, Y. H. Zhang, J. Böttcher and H. Künzel, "*Influence of a Surface Layer on DC- and RF-Performance of AlInAs/GaInAs HFETs*", Proc. of the 3rd Int. Conf. InP and Rel. Mat., 1991, pp. 292-295.
- [10] B.-U. H. Klepser, C. Bergamaschi and W. Patrick, "*Influence of Cap-Layer Doping on Ohmic Contacts for InP Based HEMT Structures*", Solid State Electron., **37** (12), pp. 1905-1906, 1994.
- [11] Edited by F. Ali and A. Gupta, "*HEMTs and HBTs: Devices, Fabrication, and Circuits*", Artech House, Boston, 1991.
- [12] E. F. Schubert, "*Delta doping of III-V compound semiconductors: Fundamentals and device applications*", J. Vac. Sci. Technol. A, **8** (3), pp. 2980-2996, 1990.

- 
- [13] F. Gueissaz, "*Etude et réalisation de transistors à effet de champ à hétérojonctions AlInAs/GaInAs/InP pour les applications en hyperfréquences*", Thèse No 1039, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne (EPFL), 1992.
  - [14] F. Gueissaz, R. Houdré and M. Ilegems, "*High electron density and mobility in single and double planar doped InGaAs/InAlAs heterojunctions on InP*", J. Crystal Growth, **111** pp. 470-474, 1991.
  - [15] M. Beck, "*Growth and characterization of strained InAlAs/InGaAs heterostructures for high frequency transistors*", Thèse, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne (EPFL), 1996.
  - [16] B. R. Bennett and J. A. del Alamo, "*Mismatched InGaAs/InP and InAlAs/InP heterostructures with high crystalline quality*", J. Appl. Phys., **73** (7), pp. 3195-3202, 1993.
  - [17] W. Versnel, "*Analysis of the Greek Cross, a Van der Pauw Structure with Finite Contacts*", Solid State Electron., **22** pp. 911-914, 1979.
  - [18] L. D. Nguyen, A. S. Brown, M. A. Thompson, L. M. Jelloian, L. E. Larson and M. Matloubian, "*650-Å Self-Aligned-Gate Pseudomorphic  $Al_{0.48}In_{0.52}As/Ga_{0.20}In_{0.80}As$  High Electron Mobility Transistors*", IEEE Electron Dev. Lett., **EDL-13** (3), pp. 143-145, 1992.
  - [19] T. Hackbarth, M. Berg, B. E. Maile, F.-J. Berlec and J. Dickmann, "*MBE Growth of Lattice Matched HFET's on InP: Material Quality and Reproducibility*", Proc. of the 8th Int. Conf. InP and Rel. Mat., 1996, pp. 101-103.
  - [20] H. Heiss, D. Xu, S. Kraus, M. Sexl, G. Böhm, G. Tränkle and G. Weimann, "*Reduction of the Output Conductance in InAlAs/InGaAs HEMTs with 0.15  $\mu m$  Gates*", Proc. of the 8th Int. Conf. InP and Rel. Mat., 1996, pp. 470-473.
  - [21] V. Drouot, M. Gendry, C. Santinelli, P. Viktorovitch and G. Hollinger, "*High electron mobility in pseudomorphic modulation-doped  $In_{0.75}Ga_{0.25}As/InAlAs$  heterostructures achieved with growth interruptions*", J. Appl. Phys., **77** (4), pp. 1810-1812, 1995.
  - [22] A. Okamoto and K. Ohata, "*Growth Condition Dependence for GaAs Selective Epitaxial Growth by Molecular Beam Epitaxy*", J. Electron. Mat., **18** (2), pp. 111-115, 1989.
  - [23] O. Kayser, "*Selective growth of InP/GaInAs in LP-MOVPE and MOMBE/CBE*", J. Crystal Growth, **107** pp. 989-998, 1991.
  - [24] P. Legay, "*Epitaxie localisée par jets chimiques sur substrat GaAs et InP*", Thèse, Université de Nantes, 1995.
  - [25] J.-F. Carlin, "*Chemical Beam Epitaxy of GaInAsP Quaternary Compounds for Otoelectronic Devices*", Thèse No 1181, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne (EPFL), 1993.
  - [26] J.-H. Reemtsma, W. Kuebart, U. Koerner, J. Scherb, H. Eisele, K. Dütting, I. Gyuro, P. Wiedermann, F. Grotjahn and J. Kimmerle, "*Integrated High Speed pin-Diode Grown By LP-MOVPE On Selectively Etched Substrates*", Proc. of the 3rd Int. Conf. InP and Rel. Mat., 1991, pp. 114-117.
  - [27] P. Berthier, "*Transistors à effets de champ AlInAs/(Al)GaInAs(P) pour photodétection intégrée à 1,3 - 1,55  $\mu m$* ", Thèse, Université Montpellier II, 1994.

- 
- [28] P. R. Berger, N. K. Dutta, D. A. Humphrey, P. R. Smith, S.-J. Wang, R. K. Montgomery, D. Sivco and A. Y. Cho, "8-Element Linear Array Monolithic p-i-n MODFET Photoreceiver Using Molecular Beam Epitaxial Regrowth", IEEE Photon. Technol. Lett., **5** (1), pp. 63-66, 1993.
- [29] Y. Haddab, J. Spicher and M. Beck, "Degradation of AlInAs HEMT Structures Induced by SiO<sub>2</sub> Mask Layer Deposition", Proc. of the 26th European Solid State Device Research Conference (ESSDERC'96), 1996.
- [30] S. Weiss and R. Kassing, "Deep Level Transient Fourier Spectroscopy (DLTFS)-a Technique for the Analysis of Deep Level Properties", Solid State Electron., **31** (12), pp. 1733-1742, 1988.
- [31] W-P. Hong, S. Dhar, P. K. Bhattacharya and A. Chin, "Deep Levels and a Possible D-X-Like Center in Molecular Beam Epitaxial In<sub>x</sub>Al<sub>1-x</sub>As", J. Electron. Mat., **16** (4), pp. 271-274, 1987.
- [32] C. Schramm, H. G. Bach, H. Künzel and J. P. Praseuth, "Molecular Beam Epitaxy Grown Al(Ga)InAs: Schottky Contacts and Deep Levels", J. Electrochem. Soc., **138** (9), pp. 2808-2811, 1991.
- [33] Y. Haddab, "Etude des niveaux profonds dans des transistors à gaz bidimensionnel d'électrons sur substrats de GaAs et InP", Thèse No 1387, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne (EPFL), 1995.
- [34] K. Hirakawa and H. Sakaki, "Mobility of the two-dimensional electron gas at selectively doped n-type Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As/GaAs heterojunctions with controlled electron concentrations", Phys. Rev. B, **33** (12), pp. 8291-8303, 1986.
- [35] N. J. Sauer and K. B. Chough, "A Selective Etch for InAlAs over InGaAs and for Different InGaAlAs Quaternaries", J. Electrochem. Soc., **139** (1), pp. L10-L11, 1992.
- [36] J. Spicher, A. Rudra, M. Beck, R. Sachot and M. Ilegems, "CBE Regrown InGaAs/InP p-i-n Photodiodes for OEIC's", Proc. of the 25th European Solid State Device Research Conference (ESSDERC'95), 1995, pp. 695-698.
- [37] J. Spicher, B.-U. H. Klepser, M. Beck, A. Rudra, R. Sachot and M. Ilegems, "A 20-Gbit/s Monolithic Photoreceiver Using InAlAs/InGaAs HEMT's and Regrown p-i-n Photodiode", Proc. of the 8th Int. Conf. InP and Rel. Mat., 1996, pp. 439-442.
- [38] S. I. J. Ingre, W. M. Lau and R. N. Sodhi, "Characterization of surface oxides and oxide desorption on InGaAs", J. Vac. Sci. Technol. A, **7** (3), pp. 1554-1557, 1989.
- [39] H. Künzel, A. Hase and U. Griebenow, "Hydrogen Radical Processing - in-Situ Semiconductor Surface Cleaning for Epitaxial Regrowth", Proc. of the 8th Int. Conf. InP and Rel. Mat., 1996, pp. 408-411.



## V COMPOSANTS INTEGRES ET PHOTORECEPTEURS MONOLITHIQUES

Dans ce chapitre, l'architecture de l'amplificateur et les étapes technologiques de fabrication d'un photorécepteur complet sont d'abord brièvement décrites. Ensuite, les caractéristiques des composants discrets, photodiodes p-i-n et transistors HEMT, intégrés sur le même substrat selon la méthode présentée au chapitre précédent sont comparées à celles des composants réalisés sur des plaquettes obtenues à partir d'une seule étape de croissance. Finalement, les performances d'un photorécepteur seront présentées et permettront de mettre en évidence l'efficacité de notre concept d'intégration.

### V.1 Circuit amplificateur

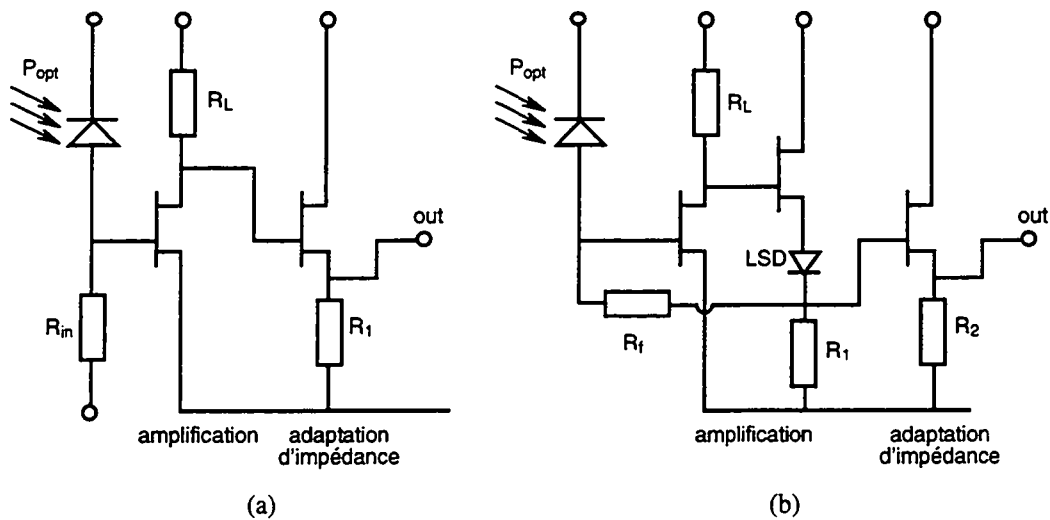
Le circuit amplificateur du photorécepteur a été développé dans le cadre d'un autre travail de thèse [1] effectué sous la direction du Pr Bächtold à l'Institut des Techniques Hautes-fréquences (IFH) de l'Ecole Polytechnique Fédérale de Zurich (ETHZ). La conception ainsi que le dimensionnement de l'amplificateur sont basés sur l'élaboration d'un modèle de bruit des transistors HEMT et l'utilisation du logiciel de simulation hautes-fréquences Touchstone®.

Pour qu'un débit d'information élevé puisse être traité efficacement par un photorécepteur, une bande passante élevée est nécessaire mais ne suffit pas. Il faut encore que la densité spectrale de courant de bruit ramené sur l'entrée de l'amplificateur  $S_{i_{tot}}$  (voir chapitre II, équation (II.20)), appelée aussi parfois plus simplement courant de bruit équivalent, soit aussi faible que possible, afin d'augmenter la sensibilité  $P_{min}$  du photorécepteur.

Aux fréquences inférieures à 10 GHz,  $S_{i_{tot}}$  est dominée par la résistance d'entrée  $R_{in}$  pour un circuit de type haute-impédance et par la résistance de contre-réaction  $R_f$  dans le cas d'un amplificateur à transimpédance (Fig. V.1). Dans cette gamme de fréquences, un amplificateur à transimpédance est donc indéniablement préférable, puisque pour une bande passante similaire,  $R_f$  peut être supérieur à  $R_{in}$  [2].

Au-delà de 10 GHz, l'adaptation de bruit entre la photodiode et le transistor d'entrée devient le facteur déterminant du courant de bruit équivalent. L'intérêt d'une grande résistance de contre-réaction n'est alors plus prépondérant et  $S_{i_{tot}}$  est comparable pour les amplificateurs à haute-impédance et à transimpédance [3]. A l'avantage des premiers, il faut toutefois retenir la plus grande simplicité de fabrication, puisque ni diodes d'ajustement du niveau de tension, ni croisements de pistes ne sont nécessaires.

Comme dans le cadre de ce travail, une bande passante supérieure à 10 GHz est escomptée, c'est un amplificateur de type haute-impédance qui a été choisi.



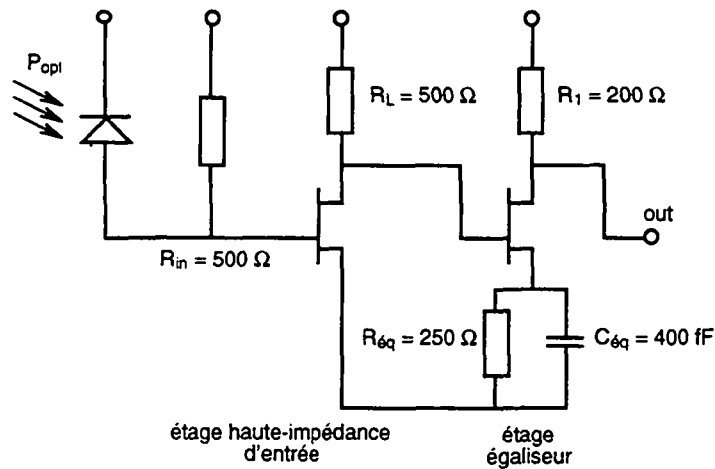
**Fig. V.1** Circuits électriques de principe d'un photorécepteur avec un amplificateur à haute-impédance (a), ainsi qu'à transimpédance (b). Dans les deux cas, le dernier étage permet de passer à une impédance de sortie de  $50\ \Omega$  (résistance de charge typique en hautes-fréquences). La diode placée avant la contre-réaction dans le cas de l'amplificateur à transimpédance est nécessaire afin d'ajuster le niveau de tension (LSD pour Level Shifting Diode).

Un schéma équivalent en petits signaux du circuit de la figure V.1(a) fait principalement apparaître deux pôles RC responsables d'une réduction de la bande passante. Le premier de ces pôles est lié à  $R_{in}$  et aux capacités de la photodiode (capacité de jonction et capacité parasite) et d'entrée du premier transistor, le deuxième pôle est quant à lui dû à  $R_L$  et aux capacités de sortie du premier transistor et d'entrée du second transistor. Généralement, le pôle lié à  $R_{in}$  est dominant et la bande passante du photorécepteur est essentiellement limitée par son impédance d'entrée.

Dans le but de compenser l'effet du pôle dominant, un étage égaliseur placé immédiatement après l'étage d'amplification permet d'augmenter la bande passante du photorécepteur. L'égaliseur, composé d'un transistor et d'une contre-réaction locale formée par une capacité  $C_{eq}$  et une résistance  $R_{eq}$  en parallèle, est un étage passe-haut. Lorsque les fréquences de coupure du filtre passe-bas, dû au pôle dominant lié à  $R_{in}$ , et de l'égaliseur sont égales, alors le pôle est correctement compensé et une réponse en fréquence plate est obtenue jusqu'à ce que les autres pôles du circuit deviennent influents.

Avec une telle architecture, à savoir un amplificateur haute-impédance avec un étage égaliseur interne tel que représenté à la figure V.2, la bande passante et le courant de bruit équivalent peuvent être optimisés séparément [4]. En effet, sans étage égaliseur, seule une diminution de  $R_{in}$  est susceptible de repousser la fréquence de coupure du filtre passe-bas d'entrée, or toute diminution de  $R_{in}$  se traduit forcément par une augmentation du courant de bruit équivalent (particulièrement aux fréquences inférieures à 10 GHz). Par contre, grâce à l'étage égaliseur, un degré de liberté supplémentaire existe, puisqu'après avoir fixé  $R_{in}$  pour

satisfaire aux exigences de bruit, une amélioration de la bande passante est encore possible en choisissant  $R_{\text{éq}}$  et  $C_{\text{éq}}$  de manière adéquate.



**Fig. V.2** Circuit électrique du photorécepteur monolithique dont l'amplificateur à haute-impédance avec un étage égaliseur a été conçu à l'ETHZ-IFH. La grille des transistors est longue de  $0,25 \, \mu\text{m}$  et large de  $75 \, \mu\text{m}$  pour le transistor de l'étage d'entrée et de  $50 \, \mu\text{m}$  pour celui de l'étage égaliseur. Aucun étage spécifique d'adaptation d'impédance n'est prévu ici.

$R_{\text{in}}$  ne peut toutefois pas être aussi grand que l'on veut, car l'égalisation ensuite nécessaire pour maintenir une bande passante donnée est alors trop importante et la dynamique de sortie du circuit, définie comme le rapport entre le signal d'entrée maximum sans distorsion et le signal d'entrée minimum, diminue [5]. D'une manière simplifiée, on peut dire que si l'amplificateur sature avant que l'égalisation ait eu lieu, alors une forte distorsion du signal en découle.

## V.2 Fabrication des photorécepteurs

### V.2.1 Séquence des étapes technologiques

Dans l'optique d'un éclairage à travers le substrat InP des photodiodes p-i-n, mais aussi pour faciliter les opérations subséquentes, la fabrication des photorécepteurs débute par le polissage de la face arrière du substrat selon la méthode déjà présentée au paragraphe III.1.2. Ce polissage est effectué après que les couches p-i-n parasites, ainsi que la couche d'InP additionnelle au-dessus de la structure HEMT aient été décapées sélectivement, plutôt qu'immédiatement après la recroissance. En effet, la solution d'acide chlorhydrique (HCl) utilisée pour l'attaque sélective dégrade la face arrière du substrat.

Après le polissage de la face arrière du substrat, 10 étapes technologiques sont nécessaires pour fabriquer des photorécepteurs complets qui, outre les photodiodes et des transistors HEMT, contiennent également des résistances et des capacités (Fig. V.2) :

- #1 réalisation des contacts ohmiques de type p
- #2 définition des surfaces actives des photodiodes p-i-n
- #3 passivation des photodiodes p-i-n
- #4 réalisation des contacts ohmiques de type n
- #5 définition des surfaces actives des transistors HEMT
- #6 formation des grilles
- #7 déposition des résistances
- #8 1<sup>e</sup> métallisation
- #9 déposition du diélectrique pour la formation des capacités
- #10 2<sup>e</sup> métallisation

Les étapes #1-4 permettent de réaliser les photodiodes (la description de ces étapes est donnée aux paragraphes III.1.3 à III.1.6), les étapes #4-6 concernent spécifiquement les transistors et avec les étapes #7-10 le circuit intégré (IC pour Integrated Circuit) photorécepteur est finalisé. Un photorécepteur est représenté en coupe à la figure V.3.

La réalisation de ces photorécepteurs est le fruit d'une collaboration avec le groupe du Dr W. Patrick de l'ETHZ-IFH. En particulier, l'étape critique de la formation des grilles des transistors (étape #6) ne peut être effectuée que dans leur laboratoire, de même d'ailleurs que les mesures hautes-fréquences. Ainsi les étapes #3-10 des photorécepteurs dont les caractéristiques sont données dans la suite de ce chapitre ont été réalisées à l'IFH sur des substrats où les structures p-i-n et HEMT ont été intégrées à l'IMO.

En plus de photorécepteurs complets, les jeux de masques utilisés comportent également des amplificateurs sans photodiode, ainsi que des photodiodes p-i-n et des transistors HEMT discrets. Il faut signaler que toutes les photodiodes présentes sur les jeux de masques



"photorécepteurs" ne sont illuminées efficacement que depuis leur face arrière, donc au travers du substrat, car les contacts ohmiques p sont des disques qui recouvrent environ 70 % de la surface active.

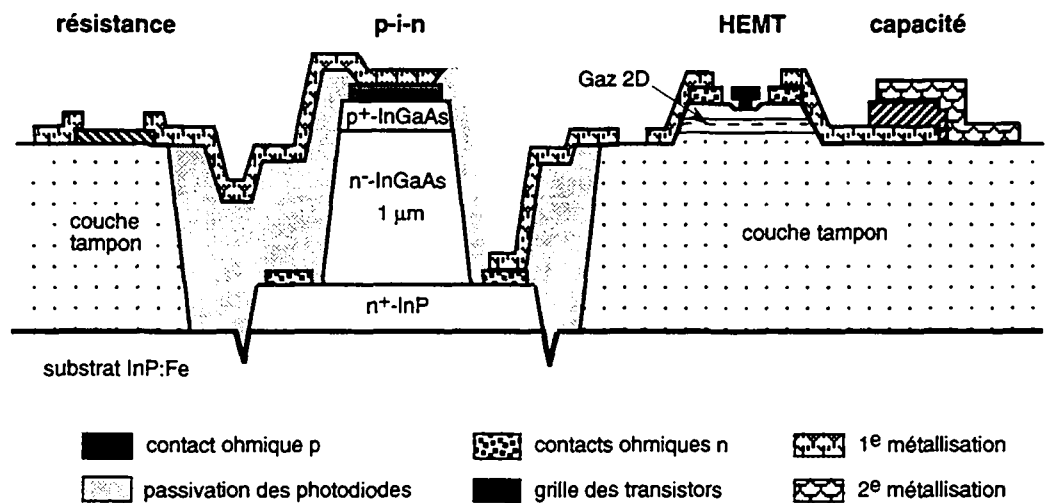


Fig. V.3 Coupe schématique d'un photorécepteur complet.

Au chapitre III, nous avons vu que dans le cas des photodiodes réalisées à partir de matériaux obtenus en une seule étape de croissance, la métallisation finale donnait lieu à une importante capacité parasite (Fig. III.1). On remarque à la figure V.3 qu'une capacité parasite, en parallèle avec la capacité de jonction de la photodiode p-i-n, apparaît également à cause du recouvrement de n<sup>+</sup>-InP par la piste métallique qui relie le contact p au reste du circuit. La surface de n<sup>+</sup>-InP est toutefois ici délimitée par la recroissance et, avec une passivation assurée par du polyimide épais de 1 µm, la capacité parasite n'est que de 25 fF.

### V.2.2 Passivation des photodiodes p-i-n

A l'instar de toutes les étapes de fabrication concernant les photodiodes p-i-n, la passivation par du polyimide a été discutée au chapitre III et pour la réalisation de photorécepteurs, la procédure adoptée est identique à celle décrite au paragraphe III.1.6. Cette étape s'est toutefois avérée être à l'origine d'une dégradation des performances en conduction des transistors, ce qui explique qu'elle soit placée avant la réalisation des contacts ohmiques de type n dans la séquence de fabrication des photorécepteurs.

Lorsque l'alliage des contacts ohmiques a lieu alors que les flancs des photodiodes sont exposés à l'air, la dégradation du courant d'obscurité qui en résulte nécessite une désoxydation dans 1 HCl : 5 H<sub>2</sub>O. Ce traitement n'a aucun effet sur les contacts ohmiques de type n déposés sur la structure HEMT, ni sur des transistors dont la grille est de 1 µm de large. Par contre, ce bain dans HCl dilué semble réduire dans des proportions importantes (jusqu'à 90 %) le courant  $I_D$  entre le drain et la source des transistors réalisés à l'IFH avec une grille submicronique (0,25

$\mu\text{m}$ ). En conséquence, l'étape de passivation, initialement prévue après la première métallisation, doit être effectuée avant la réalisation des grilles des transistors. Ce déplacement empêche donc l'utilisation du polyimide comme diélectrique entre les deux couches de métallisation.

Si la désoxydation dans HCl ne dégrade pas les contacts ohmiques de type n, il n'en va pas de même du dépôt et de la texturation du polyimide. Avant d'être attaqué par le MF-319 (solution de développement de la résine photosensible), le polyimide, déposé uniformément sur toute la surface de l'échantillon, est durci à 120 °C pendant 40 min. Durant ce recuit, le polyimide subit une transformation chimique – dite imidization – destinée à le rendre insoluble dans l'acétone et au cours de laquelle l'acide polyamique contenu dans le polyimide sous forme liquide est réduit. Or, le semiconducteur qui se trouve sous les contacts ohmiques de type n est rendu très sensible aux acides par la diffusion d'espèces intervenue pendant l'alliage. Il en découle une augmentation de la résistance de contact observée après la texturation du polyimide. Seuls les contacts déposés sur la structure HEMT (contact de source et de drain) sont dégradés par l'étape de passivation, ni les contacts de type p, ni les contacts déposés sur  $n^+\text{-InP}$  n'ont révélés une telle sensibilité au polyimide. Comme une augmentation des résistances de contact de la source et du drain est à éviter absolument afin de préserver les performances des transistors, les photodiodes p-i-n sont finalement passivées avant la réalisation des contacts ohmiques de type n.

L'alliage des contacts ohmiques pendant 30 sec à 330 °C, effectué maintenant après le dépôt du polyimide, entraîne toutefois une multiplication par un facteur 3 du courant d'obscurité des photodiodes. Néanmoins, la valeur du courant d'obscurité immédiatement après la passivation, de l'ordre du nanoampère pour des dispositifs de 30  $\mu\text{m}$  de diamètre sous une polarisation inverse de 5 V (voir paragraphe V.3.1.a), est largement assez faible pour que cette augmentation soit absolument sans conséquences sur la sensibilité des photorécepteurs.

### V.2.3 Formation des grilles

Cette étape technologique est la seule de tout le processus de fabrication des photorécepteurs pour laquelle la lithographie électronique est utilisée en lieu et place de l'habituelle lithographie optique par contact. Avec une longueur d'onde limitée à 365 nm lors de la phase d'exposition, les grilles de transistors les plus fines réalisables à l'IMO par lithographie optique sont de 0,7  $\mu\text{m}$ . Un procédé d'écriture directe par faisceau d'électrons développé à l'IFH permet par contre d'obtenir des grilles de 0,25  $\mu\text{m}$  de manière standard [6]. Or plus la grille d'un transistor est courte, plus ses performances hautes-fréquences sont élevées.

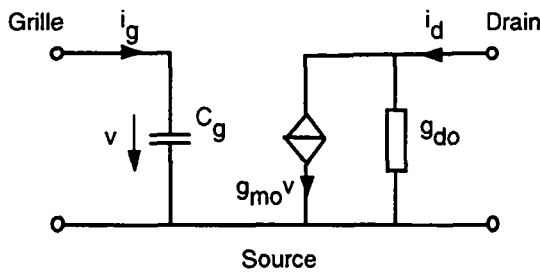
Un critère de qualité essentiel pour les transistors devant fonctionner en hautes-fréquences est la fréquence de coupure  $f_T$  pour laquelle le gain en courant est unitaire. Un transistor à effet de champ intrinsèque (tous les éléments parasites sont négligés) est modélisé en petits signaux

par le schéma représenté à la figure V.4. Dans cette configuration source commune et en supposant la sortie court-circuitée, on a immédiatement :

$$i_g = v \cdot j\omega C_g \quad \text{et} \quad i_{d,cc} = g_{mo} v \quad (V.1)$$

et le gain en courant, défini comme la norme du rapport des courants de sortie et d'entrée, est :

$$\left| \frac{i_{d,cc}}{i_g} \right| = \frac{g_{mo}}{C_g \omega} \quad (V.2)$$



**Fig. V.4** Modèle équivalent en petits signaux d'un transistor à effet de champ intrinsèque dans la configuration source commune.  $C_g$  est la capacité entre la grille du transistor et le canal de conduction,  $g_{mo} = \partial I_D / \partial V_{GS}$  est la transconductance et  $g_{do} = \partial I_D / \partial V_{DS}$  est la conductance de sortie.

$C_g$  représente la capacité entre la grille et le canal et de ce fait est lié à la longueur de grille  $L_G$  du transistor; on montre facilement qu'en régime de saturation, c'est-à-dire lorsque les électrons se déplacent dans le canal à leur vitesse de saturation  $v_{sat}$ , on a [7] :

$$g_{mo} = \frac{C_g}{L_G} v_{sat} \quad (V.3)$$

Avec (V.2) et (V.3), on trouve pour  $f_T$  :

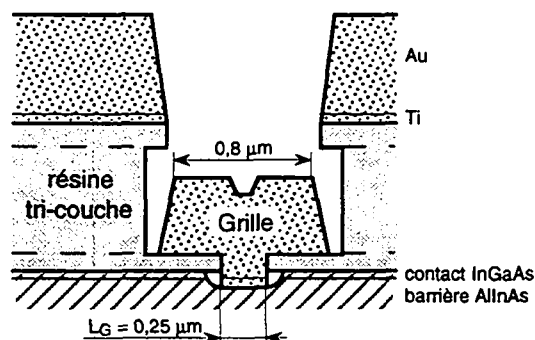
$$f_T = \frac{v_{sat}}{2\pi \cdot L_G} \quad (V.4)$$

Comme le rapport  $L_G/v_{sat}$  correspond au temps de transit des électrons sous la grille,  $f_T$  est parfois aussi appelée fréquence de transit. Ces considérations simples démontrent bien tout l'intérêt de réduire la longueur des grilles des transistors.

Lorsque  $L_G$  est inférieur à environ  $0,5 \mu m$ , la résistance d'accès de la grille augmente jusqu'à devenir un facteur limitatif de la fréquence de coupure extrinsèque et du bruit lié au courant de fuite à travers la grille. Afin de remédier à cet inconvénient, une grille à profil en "T" (ou en "champignon") permet d'obtenir une grille à base étroite, mais dont la partie supérieure plus large garantit une faible résistance (Fig. V.5). En lithographie électronique, ce type de profil est obtenu avec une résine électrosensible tri-couche (chaque couche présente une

sensibilité aux électrons différente) et une dose d'exposition non uniforme. La résine est ensuite développée en une seule étape.

Les métaux formant le contact Schottky de grille doivent être déposés sur la couche de barrière en AlInAs de la structure HEMT (voir Fig. IV.3 du chapitre précédent). Aussi, une opération dite de "creusement de grille" est nécessaire afin de décaper la couche de contact en InGaAs avant l'évaporation de titane (Ti, 10 nm) et d'or (Au, 250 nm). Ce creusement peut s'effectuer de manière sélective par attaque humide [8] ou par attaque sèche dans un plasma [9], mais la méthode la plus couramment utilisée reste néanmoins un décapage non sélectif dans une solution à faible vitesse d'attaque à base d'acide phosphorique ( $\text{H}_3\text{PO}_4$ ) et de peroxyde ( $\text{H}_2\text{O}_2$ ). Comme la tension de seuil  $V_T$  des transistors dépend fortement de la distance entre la grille et le canal, ce creusement est une opération délicate et la profondeur d'attaque est contrôlée en mesurant le courant  $I_{DS}$  entre le drain et la source des transistors en cours de réalisation.



**Fig. V.5** Coupe d'une grille de 0,25  $\mu\text{m}$  réalisée par lithographie électronique avec une résine tri-couche. Après l'évaporation des métaux, la résine est dissoute, emportant avec elle le métal inutile (technique du "lift-off").

#### V.2.4 Dépôt des résistances

Pour la réalisation de résistances à film mince, deux métaux peuvent être envisagés : le Ti et un alliage de nickel et de chrome (NiCr). Sur nos masques, les résistances ont une largeur de 10  $\mu\text{m}$  et la résistance de couche visée est de 25  $\Omega/\text{carré}$ . Cette résistance de couche est obtenue avec une épaisseur de 34 nm de Ti et d'environ 50 nm pour du NiCr avec 80 % en poids de Ni.

Le Ti est très facilement déposé par évaporation à faisceau d'électrons, mais sa résistivité présente une importante dépendance en température et une mauvaise stabilité à long terme. Ces inconvénients ne sont toutefois pas critiques pour la réalisation de prototypes de laboratoires, comme c'est le cas dans le cadre de ce travail.

De par ses meilleures propriétés de stabilité, le NiCr est généralement préféré pour les applications commerciales. Tout comme pour le Ti, le dépôt de NiCr est possible par évaporation, mais comme il s'agit d'un alliage, le contrôle de la résistance de couche du film est plus délicat. En effet, le moindre changement de composition pendant l'évaporation se traduit par une variation de la résistivité et pour une détermination précise de la résistance de couche, il n'est pas possible de se fier simplement à l'épaisseur déposée. A l'IMO, une procédure

d'évaporation permettant de mesurer en continu et de manière simple une résistance témoin placée à côté de l'échantillon a été mise au point. Avec cette technique de contrôle *in-situ* de la résistance de couche plutôt que simplement de l'épaisseur du film déposé, d'excellents résultats ont été obtenus. Comme le montre la figure V.6, les résistances mesurées sont contenues dans une fourchette de  $\pm 5\%$  autour de leur valeur nominale. Compte tenu de l'oxydation instantanée d'une fine couche de surface dès la mise à l'air de l'échantillon après l'évaporation, les résistances en NiCr doivent être réalisées après l'étape de métallisation, de façon à garantir un bon contact entre les résistances et les pistes qui les relient au circuit.

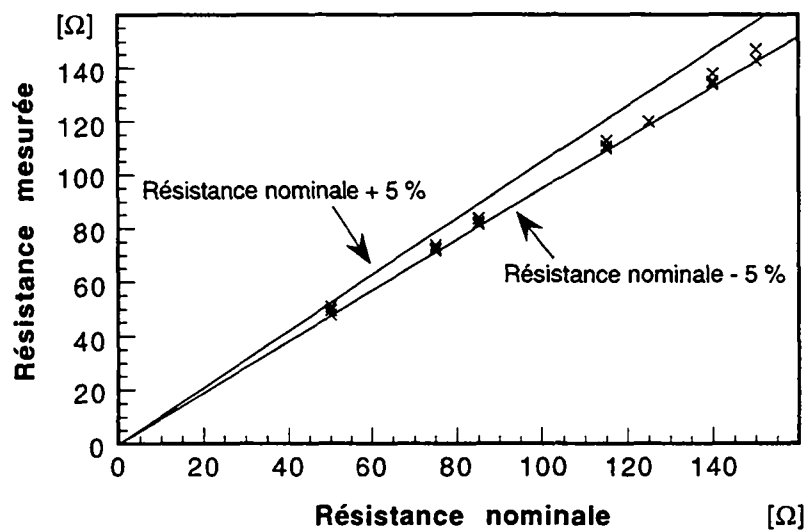


Fig. V.6 Résistances NiCr mesurées en fonction des résistances sur masque (résistances nominales).

### V.2.5 Formation des capacités

Actuellement, il n'est pas prévu de passiver les transistors et le diélectrique déposé entre les deux métallisations n'est utilisé que pour la réalisation des capacités MIM (pour Metal Insulator Metal).

Le diélectrique, du monoxyde de silicium ( $\text{SiO}_2$ ), est déposé par évaporation sur une épaisseur de 100 nm, puis texturé, comme les métaux, par la technique du "lift-off". La constante diélectrique relative  $\epsilon_r$  du  $\text{SiO}_2$  est de 6,5 et les MIMs ont donc une capacité spécifique de 60 nF/cm<sup>2</sup>.

En plus de la capacité de l'étage égaliseur (voir Fig. V.2), des capacités de découplage d'environ 2 pF sont utilisées pour court-circuiter à la terre chacun des plots de contacts nécessaires à la polarisation du circuit.

## V.3 Composants discrets

### V.3.1 Photodiodes p-i-n

#### *V.3.1.a comparaisons avec les diodes crûes en une étape*

Pour les paramètres dépendants de la technologie de fabrication, des valeurs identiques sont obtenues pour les photodiodes recrûes et celles crûes en une étape. Ainsi, les photodiodes p-i-n discrètes de 30  $\mu\text{m}$  de diamètre et avec une zone d'absorption d'épaisseur  $d_i = 1 \mu\text{m}$ , fabriquées sur le même échantillon que les photorécepteurs complets, ont montrés les caractéristiques suivantes :

- Une résistance série  $R_s$  de 15  $\Omega$ , déduite à partir de mesures I-V sous polarisation directe.
- Au-delà d'une polarisation inverse de 2 V, la capacité de jonction  $C_j$  est stable et vaut 135 fF. La concentration résiduelle de porteurs dans la zone d'absorption, calculée à partir de mesures C-V, est par ailleurs similaire pour les deux types de diodes, à savoir inférieure à  $2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ .

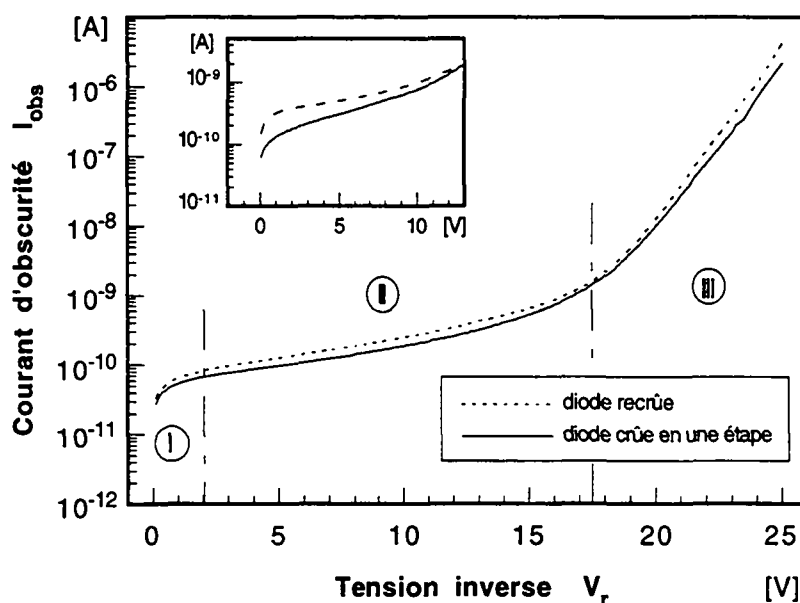
De même, la responsivité  $R_0$  des diodes recrûes illuminées depuis leur face arrière à une longueur d'onde  $\lambda$  de 1,55  $\mu\text{m}$  (mesure effectuée dans les conditions exposées au paragraphe III.3.2) est similaire à celle des diodes crûes en une étape et vaut 0,5 A/W.

Au chapitre III, nous avons pu mettre en évidence l'existence de trois domaines dans la caractéristique I-V sous polarisation inverse des diodes crûes en une étape, chacun de ces domaines étant lié à une origine différente du courant d'obscurité  $I_{\text{obs}}$ . Compte tenu de l'extrême sensibilité de  $I_{\text{obs}}$  à la qualité des matériaux en général et des interfaces en particulier, une mesure I-V est un moyen simple et efficace pour révéler d'éventuels défauts dus à la recroissance et susceptibles de dégrader la vitesse de réponse des photodiodes.

Le premier groupe à avoir utilisé deux étapes de croissance pour la réalisation d'un photorécepteur monolithique basé sur une photodiode p-i-n et un transistor HEMT (Université du Michigan, Ann Arbor, USA [10]) a comparé l'effet de la recroissance sur les deux dispositifs. Il rapporte que les photodiodes p-i-n obtenues par recroissance, par MBE (pour Molecular Beam Epitaxy) dans ce cas, sont affectées par la présence d'états d'interface et/ou de niveaux profonds qui se traduit à la fois par une diminution de la vitesse de réponse et une augmentation du courant d'obscurité. Ce groupe a de ce fait choisi pour sa part d'épitaxier d'abord la structure p-i-n, puis de faire recroître la structure HEMT.

Lors de la recroissance par CBE (pour Chemical Beam Epitaxy) de la structure p-i-n, un substrat InP vierge est placé à côté de l'échantillon "photorécepteur" sur le porte-substrat (voir paragraphe IV.3.2). Des diodes sont ensuite réalisées, avec le même jeu de masques, à la fois sur le matériau épitaxié en une étape et sur le matériau obtenu simultanément par recroissance.

La mesure des caractéristiques I-V présentées à la figure V.7 est ainsi effectuée sur des dispositifs strictement identiques.



**Fig. V.7** Caractéristiques I-V inverses dans l'obscurité de diodes crûe en une étape et recrûe; ces mesures ont été effectuées à température ambiante sur des diodes de  $\varnothing 30 \mu\text{m}$  avant l'étape de passivation. Le détail représente les mêmes caractéristiques mesurées après passivation avec  $1 \mu\text{m}$  de polyimide; pour ces diodes, les contacts ohmiques de type n ont été réalisés avant le dépôt du polyimide.

Pour une tension inverse de 5 V, polarisation de fonctionnement typique des photodiodes, le courant d'obscurité de la diode recrûe est de 127 pA, tandis qu'il est de 98 pA pour la diode crûe en une étape. Plus que la faible différence de courant d'obscurité, c'est surtout la comparaison de l'allure des caractéristiques de la figure V.7 qui est importante ici. Elle montre en effet clairement que le courant d'obscurité des diodes recrûes n'est lié à aucun mécanisme supplémentaire propre à ce type de diode. En outre, sous polarisation directe, le facteur d'idéalité des deux diodes est de 1,15. De ces constatations, on conclut que les photodiodes ne sont pas dégradées par la recroissance et que donc cette technique de recroissance de la structure p-i-n par CBE depuis la surface du substrat InP est parfaitement adaptée à cette application [11]. De plus, après l'étape de passivation par du polyimide, le courant d'obscurité de ces diodes reste en dessous de 500 pA.

Dans le cas où l'alliage des contacts ohmiques a lieu après le dépôt du polyimide et même si ce dépôt n'est pas effectué dans des conditions optimales, par exemple avec un taux d'humidité ambiante trop élevé, le courant d'obscurité à 5 V des photodiodes recrûes est toujours inférieur à 10 nA. Comme le courant de fuite des grilles des transistors est typiquement de 100 nA à  $1 \mu\text{A}$ , la contribution du courant d'obscurité de la photodiode au courant de bruit équivalent du récepteur peut être négligée.

### V.3.1.b bande passante des diodes recrûes

Comme pour les mesures électriques hautes-fréquences, les paramètres S – où, plutôt que des courants et des tensions, ce sont des ondes incidentes et réfléchies qui sont mesurées [12] – sont avantageusement utilisés pour déterminer la réponse en fréquence de photodiodes discrètes [13] comme de photorécepteurs complets [14]. Le principe de la mesure de la réponse en fréquence optoélectronique est illustré à la figure V.8.

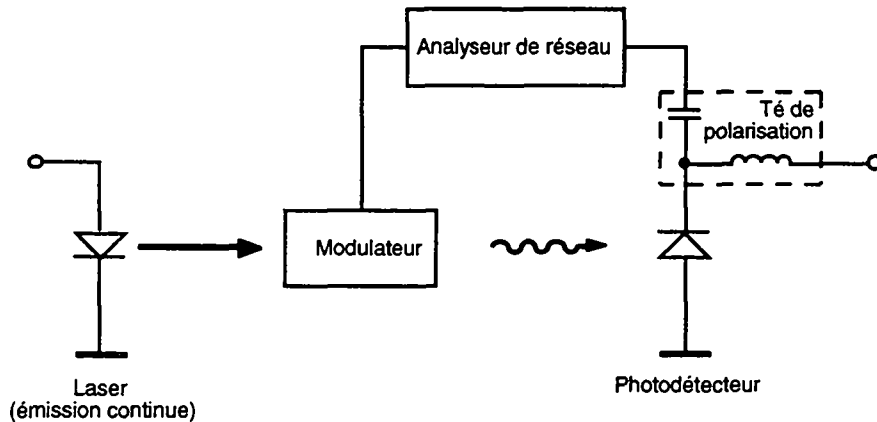


Fig. V.8 Schéma bloc de principe d'un stand de mesure de la réponse en fréquence optoélectronique de photodétecteurs.

Dans notre cas, la longueur d'onde d'émission du laser est  $1,55 \mu\text{m}$  et le dispositif, non encapsulé, est contacté par une pointe hautes-fréquences Cascade Microtech® qui se termine par un guide d'onde coplanaire dont l'impédance caractéristique est adaptée à l'impédance d'entrée de l'analyseur de réseau, soit  $50 \Omega$ . Ces mesures sous pointes sont effectuées à l'ETHZ-IFH jusqu'à 26 GHz, mais l'illumination des photodiodes est possible uniquement par le dessus (côté p de la structure p-i-n) sur le stand de mesure hautes-fréquences à disposition. La réponse absolue du dispositif ne peut ainsi pas être obtenue, puisque la lumière ne pénètre dans la zone active qu'à travers l'espace d'environ  $2,5 \mu\text{m}$  qui entoure le contact ohmique p (Fig. V.9).

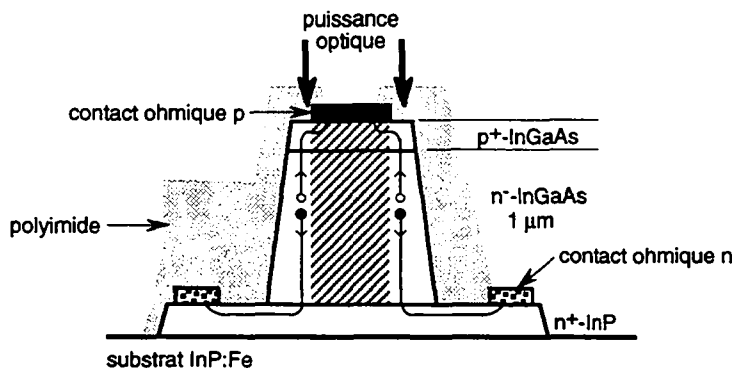


Fig. V.9 Trajectoire des porteurs photogénérés dans une photodiode avec un disque en guise de contact ohmique p et une illumination par le dessus.



Nous avons montré au paragraphe II.3.2 que l'influence de la couche p<sup>+</sup>-InGaAs sur la vitesse de réponse des photodiodes dont la zone d'absorption est de 1  $\mu\text{m}$  pouvait être négligée, tandis que la caractéristique I-V sous illumination présentée au paragraphe III.3.2 permet de conclure à l'absence de mécanisme de piégeage dans notre structure p-i-n. De ce fait, la vitesse de réponse de ces photodiodes est essentiellement limitée par le transit des porteurs photogénérés à travers la zone d'absorption et par leur circuit RC (voir paragraphe II.2.2). La bande passante peut alors être évaluée en considérant le produit des fonctions de transfert :

$$H_{\text{tot}}(j\omega) = H_{\text{ph,tr}}(j\omega) \cdot H_{\text{RC}}(j\omega) \quad (\text{V.5})$$

$H_{\text{ph,tr}}(j\omega)$  est donné par l'expression (II.11) du chapitre II où les paramètres à prendre en compte sont :

$$\begin{aligned} d_i &= 1 \mu\text{m} & \text{et} & \text{éclairage depuis le côté p,} \\ \lambda &= 1,55 \mu\text{m} & \text{donc} & \alpha = 0,68 \mu\text{m}^{-1}, \\ v_{n,\text{tr}} &= 7 \cdot 10^6 \text{ cm/s} & \text{et} & v_{p,\text{tr}} = 4,8 \cdot 10^6 \text{ cm/s.} \end{aligned}$$

Avec ces valeurs, la bande passante des photodiodes p-i-n BP<sub>tr</sub> due au transit des porteurs uniquement est de 32 GHz (Fig V.11).

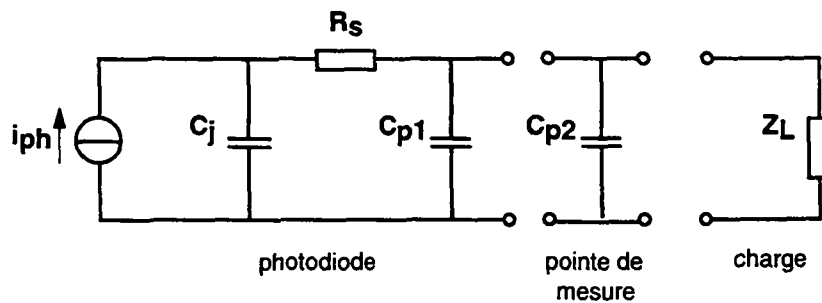


Fig. V.10 Schéma équivalent en petits signaux d'une photodiode contactée pour la mesure de sa bande passante.

Le schéma équivalent en petits signaux d'une photodiode mesurée sous illumination et sous polarisation inverse est montré à la figure V.10. La source de photocourant  $i_{\text{ph}}$ , la capacité de jonction  $C_j = 135 \text{ fF}$  et la résistance série  $R_s$  représentent la photodiode intrinsèque;  $C_{p1} = 25 \text{ fF}$  est la capacité parasite d'interconnexion évoquée plus haut au paragraphe V.2.1,  $C_{p2}$  est la capacité liée à la pointe de mesure et vaut typiquement 14 fF, finalement  $Z_L = 50 \Omega$  est l'impédance de charge. Avec  $C_p = C_{p1} + C_{p2}$ , la fonction de transfert  $H_{\text{RC}}(j\omega)$  du circuit de la figure V.10 est identique à l'expression (II.14).

En considérant la résistance série  $R_s = 15 \Omega$  déterminée par une mesure I-V sous polarisation directe, avec (V.5) on calcule une bande passante de 13,6 GHz, alors que la bande passante

mesurée  $BP_{\text{mesurée}}$ , montrée à la figure V.11, est de 6,5 GHz pour une tension de polarisation inverse de 5 V.

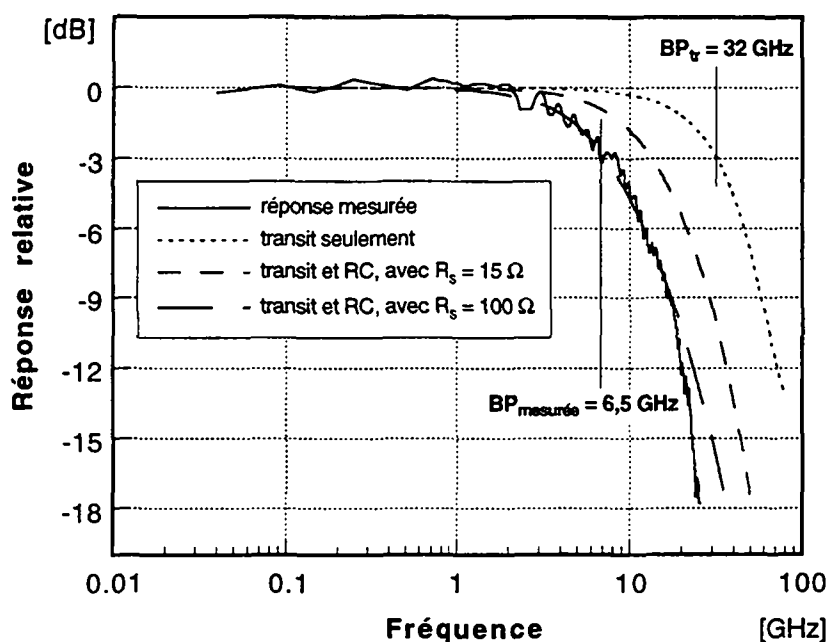


Fig. V.11 Réponse en fréquence d'une photodiode p-i-n discrète recrue de  $\varnothing$  30  $\mu\text{m}$  ( $V_r = 5$  V). La réponse en fréquence calculée en ne tenant compte que du transit des porteurs, ainsi que celle où le circuit RC est considéré (pour  $R_s = 15 \Omega$  et  $R_s = 100 \Omega$ ) sont également représentées.

La différence entre la bande passante mesurée et la bande passante calculée (avec  $R_s = 15 \Omega$ ) peut s'expliquer si l'on considère la figure V.9. Dû à l'éclairement par dessus, la totalité des porteurs sont générés à proximité du périmètre de la photodiode. On est donc loin de la situation idéale où la génération est uniforme sur toute la surface active et, qualitativement, deux remarques s'imposent. D'une part, les porteurs se trouvent tous près de la surface d'InGaAs recouverte de polyimide, or on sait pertinemment que cette interface n'est pas parfaite. D'autre part, les trous doivent parcourir longitudinalement une distance de l'ordre du micromètre dans la couche p<sup>+</sup>-InGaAs avant d'atteindre le contact ohmique p; on peut donc s'attendre à ce que la résistance série vue par les photoporteurs soit supérieure à la résistance série issue d'une mesure I-V directe (pour les photoporteurs, la résistance du contact ohmique p est d'au moins 30  $\Omega$ , alors qu'elle n'est que de 8  $\Omega$  dans le cas d'une mesure I-V directe).

Il n'est pas possible en l'état de vérifier expérimentalement le bien-fondé de ces hypothèses; on constate néanmoins sur la figure V.11 que simplement avec une résistance série de 100  $\Omega$ , la réponse en fréquence mesurée est correctement modélisée jusqu'à 20 GHz.

### V.3.2 Transistors HEMT

Contrairement aux photodiodes p-i-n, les transistors HEMT discrets obtenus sur la plaquette contenant les photorécepteurs complets (échantillon S-984) n'ont pas pu être comparés à des

transistors fabriqués à partir de la même structure, mais sans l'étape de recroissance de la structure p-i-n. Néanmoins, des transistors ont été réalisés, également en collaboration avec l'IFH, sur une structure HEMT standard (échantillon S-844), c'est-à-dire avec une couche tampon de 400 nm (voir section IV.2 du chapitre précédent), épitaxiée à l'IMO dans les mêmes conditions nominales que les structures utilisées pour les photorécepteurs. Les transistors standard et ceux réalisés avec le jeu de masques "photorécepteurs" ont une géométrie similaire, avec en particulier une grille à profil en "T" dont la base est  $L_G = 0,25 \mu\text{m}$  et un espace entre la source et le drain de  $2 \mu\text{m}$ .

Les caractéristiques statiques, à savoir le courant de drain  $I_D$  en fonction de la tension drain-source  $V_{DS}$  pour différentes tension grille-source  $V_{GS}$ , ainsi que  $I_D$  et la transconductance  $g_m$  en fonction de  $V_{GS}$ , d'un HEMT standard S-844 de  $50 \mu\text{m}$  de large sont représentés à la figure V.12; la transconductance spécifique maximale  $g'_{m,\text{max}}$  est de 500 mS/mm. A partir de la mesure des paramètres S jusqu'à 50 GHz de HEMTs  $0,25 \times 100 \mu\text{m}^2$  (à  $V_{DS} = 1\text{V}$ ), une fréquence de coupure du gain en courant  $f_T$  de 140 GHz est déterminée pour ces transistors standard.

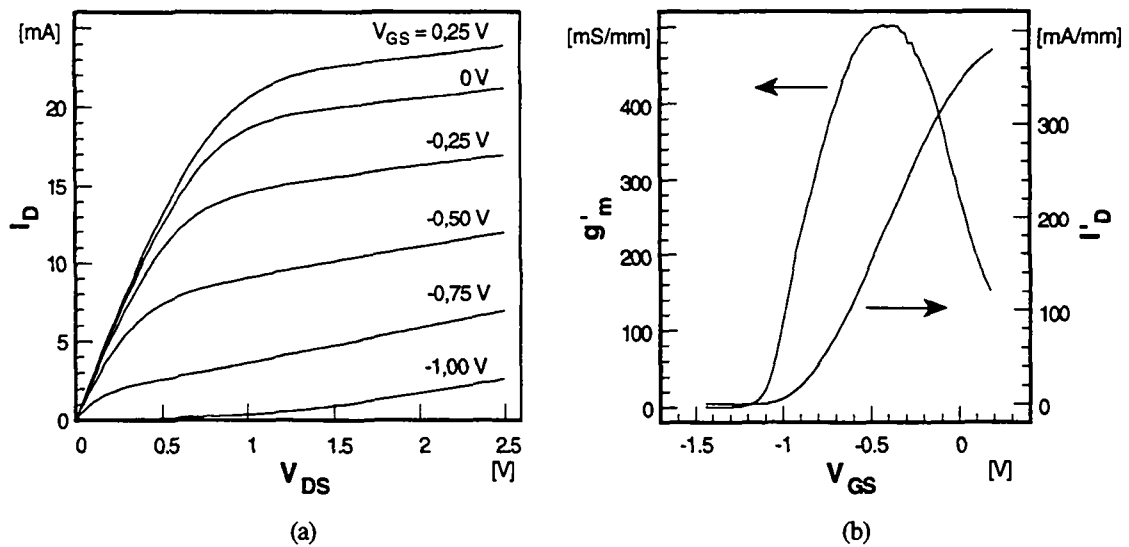


Fig. V.12 Caractéristiques statiques  $I_D$ - $V_{DS}$  (a) et  $g'_m, I_D$ - $V_{GS}$  à  $V_{DS} = 1\text{V}$  (b) d'un HEMT standard S-844 de  $0,25 \times 50 \mu\text{m}^2$ .

		$R_{cc}$ [Ω/carré]	$g'_{m,\text{max}}$ [mS/mm]	$f_T$ [GHz]
HEMT standard	S-844	202	500	140
HEMT sur plaquette photorécepteur	S-984	215	450	110

Tableau V.1 Caractéristiques mesurées sur des HEMTs standard (échantillon S-844) et des HEMTs fabriqués sur la même plaquette que les photorécepteurs complets (échantillon S-984).

Les HEMTs réalisés sur l'échantillon S-984, et donc exposés à la recroissance de la structure p-i-n, présentent pour leur part des caractéristiques légèrement réduites par rapport aux excellentes performances des HEMTs standard données ci-dessus. Ces caractéristiques sont réunies dans le tableau V.1.

La résistance de couche du canal  $R_{cc}$  est un critère de comparaison intéressant car il ne dépend pas de la technologie de fabrication des dispositifs, il est donc représentatif de la qualité intrinsèque des structures HEMT. L'augmentation de  $R_{cc}$  de 6 % se répartit équitablement entre l'effet de l'élargissement de la couche tampon (400 nm pour S-844 et 1,2  $\mu\text{m}$  pour S-984) et l'influence de la recroissance non sélective suivie du décapage de la structure p-i-n (voir chapitre IV). La fréquence de coupure  $f_T$  de 110 GHz, au lieu de  $f_T = 140$  GHz mesuré pour les HEMTs standard, reste toutefois comparable à celle obtenue par d'autres groupes avec le même type de transistor AlInAs/InGaAs et une géométrie similaire ( $L_G \approx 0,25 \mu\text{m}$ ) [15-17]. En fait, une telle fréquence de coupure est la plus élevée publiée à ce jour pour des transistors intégrés avec des photodétecteurs, qu'il s'agisse de HEMTs et de photodiodes p-i-n [18], de HEMTs et de détecteurs MSMs [19] ou encore de transistors bipolaires HBT intégrés avec des photodiodes p-i-n [20,21].

La diminution très modérée des caractéristiques des HEMTs après la recroissance de la structure p-i-n et en particulier leur fréquence de coupure supérieure à 100 GHz témoignent de la qualité de notre procédure d'intégration monolithique des structures p-i-n et HEMT [22].

#### V.4 Photorécepteurs complets

La photographie d'un photorécepteur complet est montrée à la figure V.13; le circuit électrique, qui est décrit dans la première section de ce chapitre (voir Fig. V.2), est composé d'un premier étage haute-impédance (étage d'amplification) avec une résistance d'entrée  $R_{in}$  de  $500\ \Omega$ , suivi d'un étage égaliseur.

En plus d'une photodiode p-i-n et deux transistors HEMT, le photorécepteur comporte aussi cinq résistances à film mince, une capacité MIM formée de trois capacités individuelles et quatre capacités MIM de découplage pour chacun des plots de contact utilisés pour la polarisation du circuit.

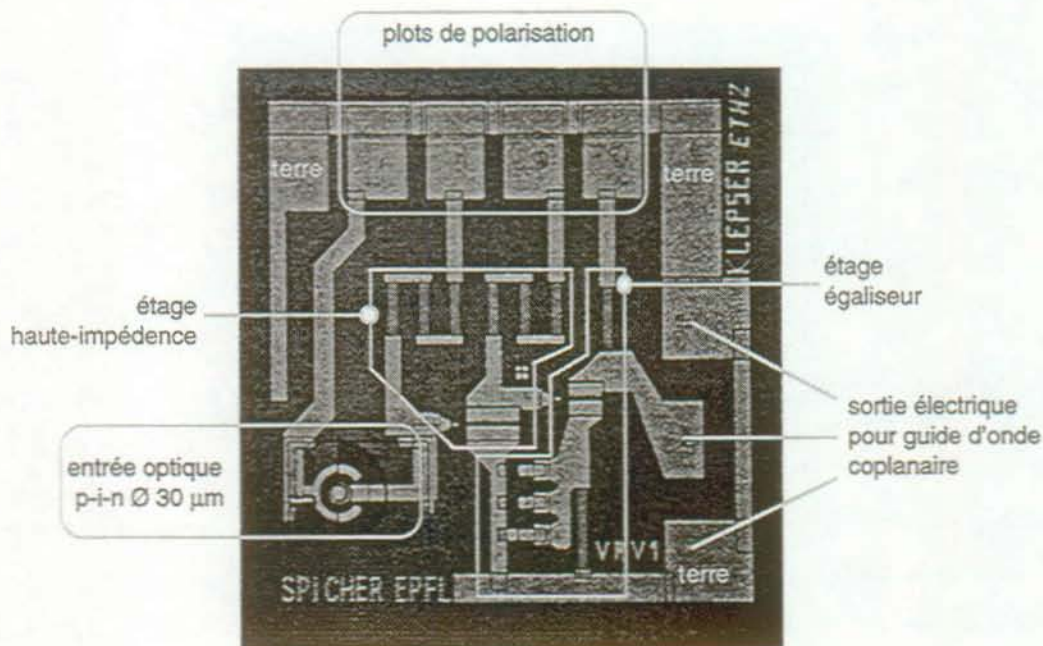


Fig. V.13 Photographie d'un photorécepteur complet; la taille totale du circuit est de  $600 \times 650\ \mu\text{m}^2$ .

La réponse en fréquence optoélectronique des photorécepteurs est obtenue de la même façon que celle des photodiodes p-i-n discrètes (hormis l'utilisation en plus d'une pointe multicontact pour assurer la polarisation des diverses branches du circuit), c'est dire que là aussi seule une réponse relative du dispositif est obtenue.

Outre ces mesures optique-électrique, des mesures des paramètres S ainsi que des paramètres de bruit ont été effectuées sur les amplificateurs sans photodiode fabriqués sur la même plaquette que les photorécepteurs complets.

### V.4.1 Gain et bande passante

La figure V.14 montre la réponse en fréquence, mesurée sous pointes jusqu'à 26 GHz, d'un photorécepteur complet. La réponse est plate et ne présente pas de pic marqué avant la fréquence de coupure, limitant ainsi la distorsion du signal transmis.

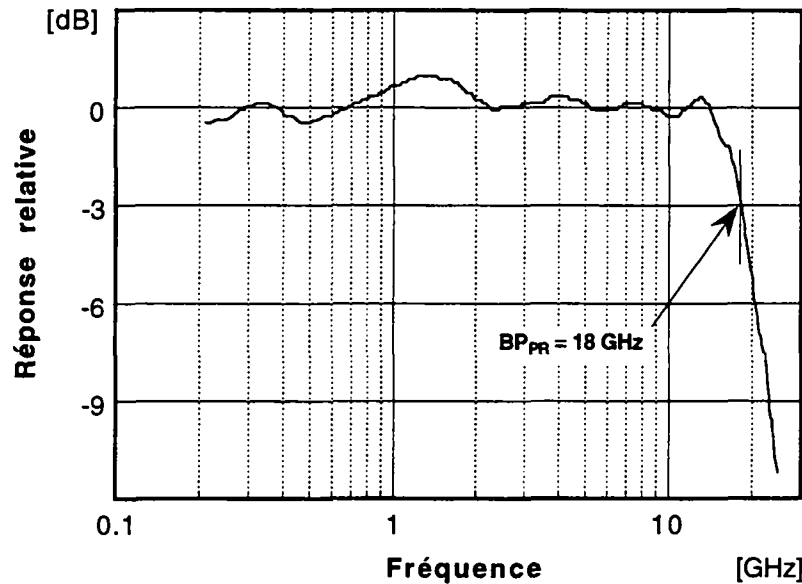


Fig. V.14 Réponse en fréquence mesurée d'un photorécepteur complet. Une fréquence de coupure à -3 dB de 18 GHz est obtenue [14].

La bande passante  $BP_{PR}$  du photorécepteur est de 18 GHz; compte tenu de la bande passante de 6,5 GHz mesurée pour les photodiodes p-i-n discrètes, cette nette amélioration démontre l'efficacité de l'étage égaliseur de l'amplificateur. Une bande passante de 18 GHz constitue d'ailleurs un record pour des photorécepteurs basés sur des transistors HEMT et n'est actuellement dépassée que par le photorécepteur monolithique p-i-n-HBT présenté par Sano *et al.* qui calculent une bande passante de 23 GHz [23].

Sur la figure V.15, on voit que la bande passante  $BP_{ampli}$  de l'amplificateur sans photodiode est de 21 GHz, pour un gain de 49,5 dBΩ [24]. Ce gain correspond à une transimpédance de 298 Ω et, en considérant la responsivité  $R_0$  de 0,5 A/W mesurée sur les photodiodes p-i-n discrètes, on calcule un gain de 149 V/W pour le photorécepteur, ou encore de 2,98 A/W sur une charge de 50 Ω.

Si l'on suppose que le pôle dû à  $R_{in}$  et aux capacités de la photodiode et du transistor d'entrée est parfaitement compensé par l'étage égaliseur de l'amplificateur, alors la vitesse de réponse de la photodiode n'est plus limitée que par le temps de transit des porteurs à travers la zone d'absorption. On peut alors considérer que le photorécepteur est constitué d'un premier filtre lié au transit des porteurs dans la photodiode, avec  $BP_{tr} = 32$  GHz, et de l'amplificateur

qui constitue un deuxième filtre avec  $BP_{\text{ampli}} = 21$  GHz (Fig. V.15). Bien que ces filtres ne soient pas du premier ordre (la pente au-delà de la fréquence de coupure à -3 dB est supérieure à 20 dB/décade), leur effet sur la bande passante du photorécepteur  $BP_{\text{PR}}$  peut néanmoins être évalué de manière simple avec :

$$BP_{\text{PR}} \cong \frac{BP_{\text{tr}} \cdot BP_{\text{ampli}}}{\sqrt{BP_{\text{tr}}^2 + BP_{\text{ampli}}^2}} \quad (\text{V.6})$$

On calcule alors une bande passante de 17,6 GHz pour le photorécepteur, valeur en bon accord avec la réponse en fréquence mesurée.

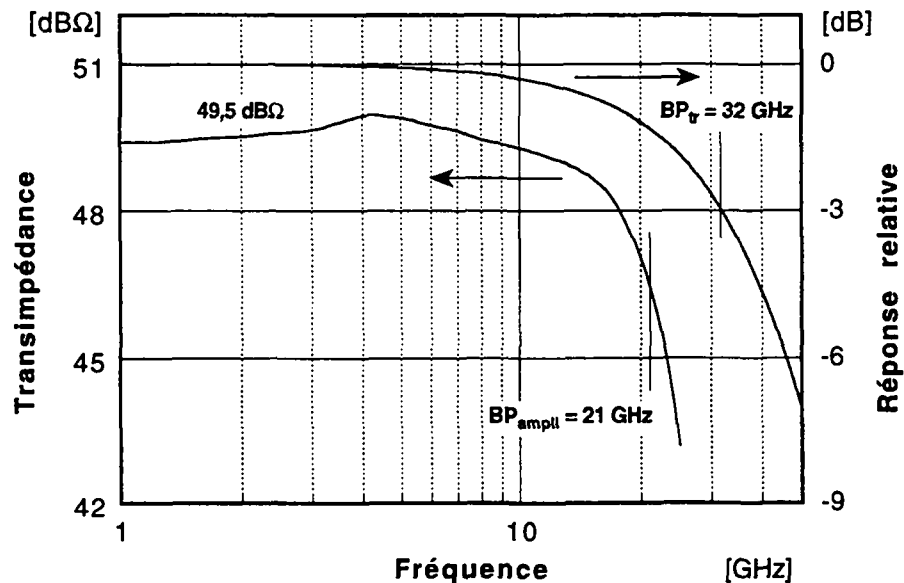


Fig. V.15 Transimpédance mesurée d'un amplificateur sans photodiode et réponse en fréquence calculée pour une photodiode p-i-n en ne considérant que le transit des porteurs (avec les paramètres donnés au paragraphe V.3.1.b).

#### V.4.2 Evaluation de la sensibilité

La mesure du taux d'erreur (BER pour Bit Error Rate), à un taux de transmission donné, du signal recueilli à la sortie d'un photorécepteur en fonction de la puissance optique moyenne incidente permet de déterminer sa sensibilité. En télécommunications optiques, la sensibilité est définie comme étant la puissance optique minimale  $P_{\text{min}}$  nécessaire pour assurer un BER de  $10^{-9}$ . Comme nos photorécepteurs ne sont pas fibrés et que l'illumination des photodiodes n'est possible que par le dessus avec le stand de mesure à disposition, une mesure directe de la sensibilité des photorécepteurs n'a pas pu être réalisée.

Toutefois, comme on l'a vu au chapitre II, le courant de bruit équivalent  $S_{i_{tot}}$  permet d'évaluer la sensibilité d'un photorécepteur :

$$P_{min} = \frac{Q}{R_0} \sqrt{\int_{\Delta f} S_{i_{tot}}(f) df} \quad (V.7)$$

où  $R_0 = 0,5 \text{ A/W}$  est la responsivité de la photodiode mesurée à  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ , l'intervalle de fréquences  $\Delta f$  est lié au type de codage ainsi qu'au débit  $D$  d'information visé et  $Q$  est un facteur sans dimension qui dépend du taux d'erreur considéré.

Avec des impulsions d'une durée  $T = 1/D$  et en considérant que pour un codage NRZ (pour Non Return to Zero) le temps de montée du système [25] doit être inférieur à la moitié de  $T$ , on obtient  $\Delta f \geq 0,7 \cdot D$ , valeur couramment admise dans le cas de la détection directe [26]. C'est dire qu'avec une bande passante de 18 GHz, les photorécepteurs réalisés dans le cadre de ce travail sont susceptibles de traiter un débit d'information de plus de 25 Gbit/s.

En télécommunications numériques,  $Q$  est donné par [27] :

$$Q = \frac{\sqrt{S(1)} - \sqrt{S(0)}}{\sqrt{B(1)} + \sqrt{B(0)}} \quad (V.8)$$

où  $S(1)$ ,  $S(0)$ ,  $B(1)$  et  $B(0)$  représentent respectivement le signal et le bruit qui accompagnent les "1" et les "0"; pour un BER de  $10^{-9}$ ,  $Q$  est égal à 6 [28].

A partir des paramètres de bruit mesurés sur les amplificateurs sans photodiode, le courant de bruit équivalent  $S_{i_{tot}}$ , ou plus exactement la densité spectrale de courant de bruit total ramené sur l'entrée du récepteur, peut être aisément calculé [3]; le résultat est montré à la figure V.16.

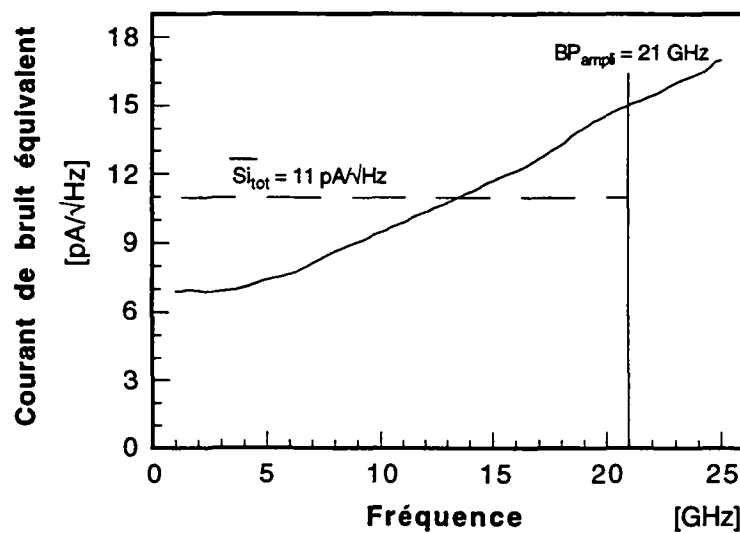


Fig. V.16 Courant de bruit équivalent  $S_{i_{tot}}$  calculé à partir de la mesure des paramètres de bruit effectuée sur un amplificateur sans photodiode [24].



Le courant de bruit équivalent moyen  $\overline{Si_{tot}}$  sur la bande passante de l'amplificateur, soit 21 GHz, est de 11 pA/ $\sqrt{\text{Hz}}$ . Avec cette valeur et en utilisant (V.7), on calcule une sensibilité  $P_{min}$  de :

$$P_{min} = -18 \text{ dBm} \quad \text{pour un débit de 20 Gbit/s (BER} = 10^{-9} \text{) et } \lambda = 1,55 \mu\text{m.}$$

Une bande passante 7 GHz est suffisante pour un débit d'information de 10 Gbit/s; aussi, avec un filtre externe qui coupe la réponse du photorécepteur au-delà de cette fréquence, le courant de bruit équivalent moyen n'est plus que de 8,29 pA/ $\sqrt{\text{Hz}}$  et on obtient dans ce cas une sensibilité de -20,8 dBm.

Comparée aux meilleurs résultats publiés (reportés dans le tableau V.2), la sensibilité évaluée des photorécepteurs réalisés dans le cadre de ce travail se situe à un excellent niveau.

Débit	Type de circuit	Sensibilité	Référence
20 Gbit/s	p-i-n-HEMT monolithique	-18,0 dBm (calculée)	ce travail
	p-i-n-HBT monolithique	-18,0 dBm (calculée)	[21]
	p-i-n-HBT monolithique	-17,0 dBm (mesurée)	[20]
10 Gbit/s	p-i-n-HEMT hybride	-23,5 dBm (mesurée)	[29]
	p-i-n-HFET* hybride	-22,4 dBm (calculée)	[30]
	p-i-n-HEMT monolithique	-20,8 dBm (calculée)	ce travail
	p-i-n-HBT monolithique	-20,4 dBm (mesurée)	[20]
	p-i-n-HEMT monolithique	-19,2 dBm (mesurée)	[31]
	p-i-n-HEMT monolithique	-17,3 dBm (mesurée)	[32]
	MSM-HEMT monolithique	-14,7 dBm (mesurée)	[33]

**Tableau V.2** Etat de l'art de la sensibilité (pour un BER de  $10^{-9}$ ) des photorécepteurs grandes longueurs d'onde (1,3–1,55  $\mu\text{m}$ ). Les résultats obtenus avec une pré-amplification optique ne sont pas considérés.

(\*HFET fait ici référence à un transistor à hétérojonction dont le canal est dopé)

### V.5 Résumé des performances

Les objectifs à atteindre pour l'intégration monolithique des photodiodes p-i-n et des transistors HEMT, ainsi que les performances escomptées du photorécepteur ont été énoncés à la section I.4 du chapitre I.

Nous avons montré au chapitre précédent comment l'intégration horizontale des deux composants, obtenue par la recroissance de la structure p-i-n, permettait de satisfaire aux exigences posées en matière d'intégration; au terme de ce chapitre, il nous reste maintenant à comparer les caractéristiques mesurées avec les performances escomptées.

	Objectif	Mesure
Responsivité du détecteur :	$\geq 0,4 \text{ A/W}$	0,5 A/W
Fréquence de coupure $f_T$ des transistors :		110 GHz
Bande passante du photorécepteur :	20 GHz	18 GHz
Transimpédance :	60 dB $\Omega$	49,5 dB $\Omega$
Courant de bruit équivalent (à 20 GHz) :	30 pA/ $\sqrt{\text{Hz}}$	14,6 pA/ $\sqrt{\text{Hz}}$
Sensibilité à 10 Gbit/s :	-20 dBm	-20,8 dBm
Sensibilité à 20 Gbit/s :		-18 dBm

L'objectif de 60 dB $\Omega$  pour le gain de transimpédance était sans doute trop ambitieux, puisqu'avec une bande passante de 20 GHz il correspond à un produit gain-bande passante de 20 THz $\cdot\Omega$ , alors que le meilleur résultat publié est inférieur à 10 THz $\cdot\Omega$  [23].

Le cahier des charges fixé au début de ce travail est ainsi pour l'essentiel rempli et les résultats donnés ci-dessus démontrent la qualité à la fois de la méthode d'intégration des structures HEMT et p-i-n (développée à l'IMO) et de la conception du circuit amplificateur (effectuée à l'IFH).

## Bibliographie du chapitre V

- [1] B.-U. H. Klepser, *"Design and Technology of Monolithically Integrated Photoreceivers for 20 Gbit/s Data Transmission"*, Dissertation Nr. 11731, Eidgenössische Technische Hochschule Zürich (ETHZ), 1996.
- [2] D. Kaiser, F. Besca, H. Grosskopf, I. Gyuro, J.-H. Reemtsma and W. Kuebart, *"Noise and small-signal performance of three different monolithic InP-based 10 Gbit/s photoreceivers OEICs"*, Electron. Lett., **30** (24), pp. 2070-2072, 1994.
- [3] B.-U. H. Klepser, M. Schefer and W. Patrick, *"Design of High Speed, High Sensitivity Monolithically Integrated Photoreceiver Circuits"*, Proc. of the 21st European Conference on Optical Communication (ECOC'95), 1995, pp. 673-676.
- [4] B.-U. H. Klepser, M. Schefer, E. Perez Reyes, J. Spicher, W. Patrick and W. Bächtold, *"Novel Front-end Design of High Speed, High Sensitivity Monolithically Integrated Photoreceivers"*, to be published in IEEE Electron Dev. Lett., 1996.
- [5] J. Gowa, *"Optical Communication Systems"*, Prentice-Hall International, Inc., London, 1984.
- [6] W. Patrick, C. Bergamaschi, B.-U. Klepser, Hp. Meier and W. Bächtold, *"State of the Art AlInAs/GaInAs/InP HEMTs Fabricated Using an Experimental Electron-Beam Lithography System"*, Proc. of the 24th European Solid State Device Research Conference (ESSDERC'94), 1994, pp. 627-630.
- [7] P. F. Combes, J. Graffeuil and J.-F. Sauterau, *"Composants, dispositifs et circuits actifs en micro-ondes"*, Dunod, Paris, 1985.
- [8] M. Tong, A. Ketterson, I. Adesida, C. Caneau and R. Bhat, *"InAlAs/InGaAs/InP MODFET's with Uniform Threshold Voltage Obtained by Selective Wet Gate Recess"*, IEEE Electron Dev. Lett., **EDL-13** (10), pp. 525-527, 1992.
- [9] K. M. Thomas, W. Patrick and W. Bächtold, *"Selective gate recess etching of GaInAs/AlInAs based HEMTs using a CH<sub>4</sub>/H<sub>2</sub> plasma without subsequent annealing"*, Electron. Lett., **30** (15), pp. 1251-1252, 1994.
- [10] Y. Zebda, R. Lai, P. Bhattacharya, D. Pavlidis, P. R. Berger and T. Brock, *"Monolithically Integrated InP-Based Front-End Photoreceivers"*, IEEE Trans. Electron Dev., **ED-38** (6), pp. 1324-1332, 1991.
- [11] J. Spicher, A. Rudra, M. Beck, R. Sachot and M. Ilegems, *"CBE Regrown InGaAs/InP p-i-n Photodiodes for OEIC's"*, Proc. of the 25th European Solid State Device Research Conference (ESSDERC'95), 1995, pp. 695-698.
- [12] K. Kurokawa, *"Power Waves and the Scattering Matrix"*, IEEE Trans. Microwave Theory Tech., **MTT-13**, pp. 194-202, March 1965.
- [13] J. E. Bowers and C. A. Burrus, *"Ultrawide-Band Long-Wavelength p-i-n Photodetectors"*, J. Lightwave Technol., **LT-5** (10), pp. 1339-1350, 1987.
- [14] B.-U. H. Klepser, J. Spicher, M. Beck, C. Bergamaschi, W. Patrick and W. Bächtold, *"High speed, monolithically integrated pin-HEMT photoreceiver fabricated on InP with 18GHZ bandwidth"*, Electron. Lett., **31** (21), pp. 1831-1833, 1995.

- 
- [15] T. Enoki, Y. Ishii and T. Tamamura, "T-Gate Process and Delay Time Analysis for Sub-1/4- $\mu\text{m}$ -Gate InAlAs/InGaAs HEMT's", Proc. of the 3rd Int. Conf. InP and Rel. Mat., 1991, pp. 371-376.
  - [16] Y.-C. Pao and J. S. Harris Jr., "Low-conductance Drain (LCD) Design of InAlAs/InGaAs/InP HEMT's", IEEE Trans. Electron Dev., **ED-13** (10), pp. 535-537, 1992.
  - [17] M. Berg, J. Dickmann, R. Guehl and W. Bischof, "60- and 77-GHz Monolithic Amplifiers Utilizing InP-Based HEMTs and Coplanar Waveguides", Microwave and Optical Technol. Lett., **11** (3), pp. 139-145, 1996.
  - [18] Y. Akahori, M. Ikeda, A. Kohzen and Y. Akatsu, "11 GHz ultrawide-bandwidth monolithic photoreceiver using InGaAs pin PD and InAlAs/InGaAs HEMTs", Electron. Lett., **30** (3), pp. 267-268, 1994.
  - [19] P. Fay, W. Wohlmuth, C. Caneau and I. Adesida, "15GHz monolithic MODFET-MSM integrated photoreceiver operating at 1.55 $\mu\text{m}$  wavelength", Electron. Lett., **31** (9), pp. 755-756, 1995.
  - [20] L. M. Lunardi, S. Chandrasekhar, A. H. Gnauk, C. A. Burrus and R. A. Hamm, "20-Gb/s Monolithic p-i-n/HBT Photoreceiver Module for 1.55- $\mu\text{m}$  Applications", IEEE Photon. Technol. Lett., **7** (10), pp. 1201-1203, 1995.
  - [21] A. L. Gutierrez-Aitken, K. Yang, X. Zhang, G. I. Haddad, P. Bhattacharya and L. M. Lunardi, "16-GHz Bandwidth InAlAs-InGaAs Monolithically Integrated p-i-n/HBT Photoreceiver", IEEE Photon. Technol. Lett., **7** (11), pp. 1339-1341, 1995.
  - [22] J. Spicher, B.-U. H. Klepser, M. Beck, A. Rudra, R. Sachot and M. Ilegems, "A 20-Gbit/s Monolithic Photoreceiver Using InAlAs/InGaAs HEMT's and Regrown p-i-n Photodiode", Proc. of the 8th Int. Conf. InP and Rel. Mat., 1996, pp. 439-442.
  - [23] E. Sano, M. Yoneyama, S. Yamahata and Y. Matsuoka, "23GHz bandwidth monolithic photoreceiver compatible with InP/InGaAs double-heterojunction bipolar transistor fabrication process", Electron. Lett., **30** (24), pp. 2064-2065, 1994.
  - [24] B.-U. H. Klepser, J. Spicher, C. Bergamaschi, W. Patrick and W. Bächtold, "High speed, monolithically integrated pin-HEMT photoreceiver fabricated on InP with a tunable bandwidth up to 22 GHz using a novel circuit design", Proc. of the 8th Int. Conf. InP and Rel. Mat., 1996, pp. 443-446.
  - [25] J. Senior, "Optical Fiber Communications", Prentice-Hall International, Inc., London, 1985.
  - [26] P. Berthier, "Transistors à effets de champ AlInAs/(Al)GaInAs(P) pour photodétection intégrée à 1,3 - 1,55  $\mu\text{m}$ ", Thèse, Université Montpellier II, 1994.
  - [27] N. A. Olsson, "Lightwave Systems With Optical Amplifiers", J. Lightwave Technol., **LT-7** (7), pp. 1071-1082, 1989.
  - [28] R. G. Smith and S. D. Personick, "Receiver Design for Optical Fiber Communication Systems", chap. 4 in Topics in Applied Physics vol. 39 "Semiconductor Devices for Optical Communication", edited by H. Kressel, Springer-Verlag, Berlin, 1982.
  - [29] T. Y. Yun, J. H. Han and M. S. Park, "10 Gbit/s optical receiver of lossless tuned pin-HEMT with high performance", Electron. Lett., **31** (19), pp. 1688-1689, 1995.

- 
- [30] P. Berthier, E. Legros, L. Giraudet and A. Scavennec, "*A 10 Gbit/s, -22.4 dBm Photoreceiver Using InP-Based HFET Preamplifier IC*", Proc. of the 19th European Conference on Optical Communication (ECOC'93), 1993, pp. 17-20, vol. 3.
  - [31] W. Kuebart, J. H. Reemtsma, D. Kaiser, H. Grosskopf, F. Besca, G. Luz, W. Körber and I. Gyuro, "*High Sensitivity InP-Based Monolithically Integrated pin-HEMT Receiver-OEIC's for 10 Gb/s*", IEEE Trans. Microwave Theory Tech., **MTT-43** (9), pp. 2334-2341, 1995.
  - [32] Y. Akatsu, Y. Miyagawa, Y. Miyamoto, Y. Kobayashi and Y. Akahori, "*A 10 Gb/s High Sensitivity, Monolithically Integrated p-i-n-HEMT Optical Receiver*", IEEE Photon. Technol. Lett., **5** (2), pp. 163-165, 1993.
  - [33] V. Hurm, W. Benz, M. Berroth, W. Bronner, T. Fink, M. Haupt, K. Köhler, M. Ludwig, B. Raynor and J. Rosenzweig, "*10 Gbit/s Long Wavelength Monolithic Integrated Optoelectronic Receiver Grown on GaAs*", Proc. of the 8th Int. Conf. InP and Rel. Mat., 1996, pp. 435-438.



## CONCLUSION

L'intégration monolithique de dispositifs aussi différents que des photodiodes p-i-n, adaptées à la détection à 1,3–1,55  $\mu\text{m}$ , et des transistors à effet de champ de type HEMT a été réalisée durant ce travail. Les excellents résultats mesurés sur des photorécepteurs complets valident la méthode originale développée à cette occasion.

Pour les photodiodes p-i-n à illumination verticale, une zone d'absorption en InGaAs de 1  $\mu\text{m}$  est un bon compromis entre la responsivité et la vitesse de réponse; il a en outre été montré que la présence d'une fine couche (100 nm) d'InGaAs de type p ne dégradait pas les performances du dispositif. Au cours de la mise au point de la technologie de fabrication, une procédure simple de passivation des flancs des photodiodes par du polyimide a notamment été élaborée; les résultats obtenus sont suffisants pour le type d'application considérée ici.

La mesure des caractéristiques courant-tension sous polarisation inverse des photodiodes p-i-n constitue un outil de diagnostic rapide et efficace. L'étude de leurs caractéristiques a permis de mettre en évidence l'existence d'au moins trois mécanismes différents à l'origine du courant d'obscurité. Aux faibles tensions de polarisation, la prédominance d'un courant de diffusion a en particulier pu être montrée, signe de la qualité élevée des matériaux crûs par épitaxie à jets chimiques (CBE).

Dans l'optique d'une intégration horizontale, donc côte à côte, des photodétecteurs et des transistors, la structure AlInAs/InGaAs des transistors HEMT est d'abord crûe sur un substrat InP vierge par épitaxie à jets moléculaires (MBE), tandis que la structure des photodiodes p-i-n est recrûe par CBE. Avec cette approche, d'une part les deux étapes de croissance sont effectuées de manière conventionnelle, c'est-à-dire de la même façon que si l'objectif était de réaliser des composants discrets et pas intégrés. D'autre part, chacun des dispositifs est indépendant de l'autre, ce qui permet entre autre de conférer un potentiel d'évolution à cette technologie d'intégration.

Grâce à un masque  $\text{SiO}_2$  déposé sur la structure HEMT, c'est d'abord une recroissance sélective de la structure p-i-n qui a été envisagée. Il est alors apparu que, suite à la seconde étape de croissance, les propriétés de conduction de la structure HEMT étaient fortement dégradées. Cette dégradation a toutefois pu être clairement attribuée à la présence du masque  $\text{SiO}_2$ . En outre, après un traitement similaire à une recroissance sélective, une augmentation de la concentration de pièges dans l'AlInAs a été observée.

Les propriétés de conduction de la structure HEMT ne sont par contre que très peu affectées par une recroissance non sélective (donc sans masque  $\text{SiO}_2$ ) suivie du décapage, en utilisant une couche d'arrêt d'attaque en InP, des couches p-i-n au-dessus de la structure HEMT. Avec cette technologie d'intégration, une augmentation de moins de 3 % de la résistance de couche du gaz 2D est mesurée par rapport à sa valeur avant la deuxième étape de croissance.

Grâce à une couche tampon épaisse sous la structure HEMT, l'échantillon présente une surface plane après l'intégration des photodétecteurs et des transistors, ce qui permet d'utiliser la technique standard de photolithographie par contact pour la réalisation des photorécepteurs. Seules les grilles des transistors, dont la longueur nominale est de  $0,25\ \mu\text{m}$  avec un profil en "T", sont obtenues par lithographie électronique.

Les HEMTs discrets, fabriqués sur la même plaquette que les photorécepteurs, présentent une transconductance spécifique maximale  $g'_{m,\text{max}}$  de  $450\ \text{mS/mm}$  et une fréquence de coupure  $f_T$  du gain en courant de  $110\ \text{GHz}$ . La responsivité des photodiodes recrûes, mesurée à  $1,55\ \mu\text{m}$ , est de  $0,5\ \text{A/W}$  et leurs caractéristiques I-V ont la même allure que celles des diodes similaires crûes en une étape, avec un courant d'obscurité de  $130\ \text{pA}$  à  $-5\ \text{V}$  pour des diodes de  $30\ \mu\text{m}$  de diamètre.

La bande passante des photorécepteurs est de  $18\ \text{GHz}$  avec une réponse plate et une transimpédance de  $298\ \Omega$ . Avec le courant de bruit mesuré sur des amplificateurs sans photodiode, une sensibilité de  $-18\ \text{dBm}$  est évaluée à  $20\ \text{Gbit/s}$  pour un BER de  $10^{-9}$ , alors qu'une bande passante de  $18\ \text{GHz}$  est en principe suffisante pour traiter un débit d'information supérieur à  $25\ \text{Gbit/s}$ . Une telle sensibilité place ce photorécepteur p-i-n-HEMT au même niveau que les meilleurs résultats obtenus avec la filière p-i-n-HBT, alors qu'aucun photorécepteur hybride avec une bande passante supérieure à  $10\ \text{GHz}$  n'a été présenté à ce jour.

Déjà plusieurs groupes de recherche s'intéressent à des récepteurs capables de travailler à des débits de l'ordre de  $40\ \text{Gbit/s}$ . Pour un système opérant à ces très hauts taux de transmission, des transistors avec une fréquence de coupure  $f_T$  de plus de  $160\ \text{GHz}$  seront requis<sup>1</sup>.

Compte tenu de la complexité de la technologie de fabrication d'un photorécepteur monolithique, il peut être préférable, afin de conserver un rendement de fabrication acceptable, de ne pas réduire la longueur des grilles des transistors en deçà de  $0,2\ \mu\text{m}$ . Dans ce cas, le concept d'intégration présenté dans ce travail, avec ses possibilités d'évolution, est parfaitement susceptible d'être adapté à ce genre d'applications. En effet, une structure HEMT avec un canal contraint pourrait avantageusement remplacer l'actuelle structure crûe en accord de maille sur InP sans avoir à modifier quoi que ce soit à la méthode d'intégration.

Du côté du détecteur, une première amélioration immédiate consisterait à diminuer le diamètre des photodiodes (une limite pratique pour l'injection de la lumière depuis une fibre est d'environ  $15\ \mu\text{m}$ ) et à les décentrer par rapport à la zone recrûe de façon à diminuer la capacité parasite d'interconnexion. Dans une étape ultérieure, il serait certainement intéressant de remplacer les photodiodes à illumination verticale par des dispositifs en guide d'onde illuminés depuis le côté.

---

<sup>1</sup>D'après T. Enoki de NTT (Nippon Telegraph and Telephone Corp.), propos recueillis par R. A. Metzger in "The Capabilities of Indium Phosphide Electronics and Optoelectronics", *Compound Semiconductor*, 2 (1), pp. 20-24, 1996.



## REMERCIEMENTS

C'est grâce à l'appui et au soutien de mon directeur de thèse, le professeur Marc Illegems, que ce travail a pu être mené à son terme; qu'il en soit ici remercié chaleureusement. Ma reconnaissance va également au docteur Rémy Sachot qui a dirigé, coordonné et suivi de bout en bout le projet "Photorécepteurs p-i-n-HEMT 1,3–1,55  $\mu\text{m}$ " financé par le Programme Prioritaire Optique du Conseil des écoles polytechniques fédérales et sur la base duquel ce travail de thèse a été réalisé. Le succès de ce projet est le fruit d'une collaboration avec le groupe du docteur William Patrick de l'Institut des Techniques Hautes-fréquences (IFH) dirigé par le professeur Werner Bächtold, à l'Ecole Polytechnique Fédérale de Zurich (ETHZ); je remercie en particuliers Uli Klepser qui a conçu l'amplificateur et réalisé les mesures hautes-fréquences présentés dans cette thèse.

Hans-Jörg Bühlmann a guidé mes premiers pas dans le monde de la technologie microélectronique et a accepté de partager avec moi une partie de son incomparable savoir-faire en la matière. Je tiens à lui exprimer toute ma gratitude pour sa patience, sa disponibilité et son soutien permanent.

Je remercie Mattias Beck pour la qualité des structures HEMT qu'il a su faire croître, mais également pour les nombreuses discussions que nous avons eues au cours de nos années passées à l'IMO; scientifiques ou pas, ces échanges ont toujours été pour moi sources d'enrichissement et de motivation.

Mes remerciements s'adressent aussi à Alok Rudra, Jean-François Carlin et Marc de Fays qui se sont occupé de la croissance des structures p-i-n. Je leur suis reconnaissant de l'intérêt qu'ils ont marqué pour ce travail et de l'aide qu'ils m'ont apportée pour la résolution de certains problèmes spécifiques à la croissance, mais aussi lors de la rédaction du manuscrit.

Je tiens également remercier mon ancien collègue de bureau Youcef Haddab pour les mesures DLTS et surtout pour ses qualités tant humaines que scientifiques. Parmi tous les collègues de l'IMO qui ont contribué à l'aboutissement de ce travail, j'aimerais encore citer Marc Gailhanou pour les mesures de diffraction aux rayons X et Frank Filipowicz pour ces compétences en optique.

Enfin, je ne saurais terminer sans faire part ici de l'admiration que j'éprouve pour mon épouse Magali. Elle a assumé presque seule, et pendant de longs mois, la charge de nos enfants, sans jamais cesser de m'épauler et de me soutenir. Je peux espérer en toute confiance que, grâce à leur mère, Victor et Fernand ne garderont pas un trop mauvais souvenir de cette période. Finalement, je dédie cette thèse à mes parents; elle est une récompense des encouragements continuels qu'ils me prodiguent depuis près de vingt-neuf ans et des efforts consentis tout au long de ma scolarité.



## CURRICULUM VITAE

### Etat civil

Nom et prénom : SPICHER Jacques  
Date et lieu de naissance : 29 novembre 1967, Zurich  
Lieu d'origine : Ueberstorf (FR), Suisse  
Situation familiale : Marié, deux enfants (1994 et 1995)

### Formation

1986 : baccalauréat de type C (gymnase d'Yverdon CESSNOV)  
1987-1992 : étude d'ingénieur à l'Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne (EPFL), section de microtechnique (option produits intégrés)  
Août-septembre 1990 : stage technique chez Aanderaa Instruments à Bergen, Norvège. Sujet : fabrication et entretien de capteurs environnementaux  
1992 : diplôme d'ingénieur EPF en microtechnique  
1992-1996 : travail de thèse à l'Institut de Micro- et Optoélectronique de l'EPFL

### Publications et conférences

J. Spicher, A. Rudra, M. Beck, R. Sachot and M. Illegems, "CBE Regrown InGaAs/InP p-i-n Photodiodes for OEIC's", Proceedings of the 25th European Solid State Device Research Conference, pp. 695-698, 1995.

B.-U. H. Klepser, J. Spicher, M. Beck, C. Bergamaschi, W. Patrick and W. Bächtold, "High speed, monolithically integrated *pin*-HEMT photoreceiver fabricated on InP with 18GHz bandwidth", Electronics Letters, vol. 31, No. 21, 1995.

B.-U. H. Klepser, J. Spicher, M. Beck, C. Bergamaschi, W. Patrick and W. Bächtold, "Monolithically integrated InP based pin-HEMT OEIC Receiver with a bandwidth of 18 GHz", Proceedings of the Optical Fiber Conference, pp. 63-64, 1996.

L. Ren, M. A. Py, J. Spicher, H.-J. Buehlmann, M. Beck and M. Ilegems, "Low-Frequency Noise in Lattice-Matched  $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}/\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$  HEMTs", Proceedings of the 8th International Conference on Indium Phosphide and Related Materials, pp. 364-367, 1996.

J. Spicher, B.-U. H. Klepser, M. Beck, A. Rudra, R. Sachot and M. Ilegems, "A 20-Gbit/s Monolithic Photoreceiver Using  $\text{InAlAs}/\text{InGaAs}$  HEMT's and Regrown p-i-n Photodiodes", Proceedings of the 8th International Conference on Indium Phosphide and Related Materials, pp. 439-442, 1996.

B.-U. H. Klepser, J. Spicher, C. Bergamaschi, W. Patrick and W. Bächtold, "High Speed, Monolithically integrated pin-HEMT Photoreceiver fabricated on InP with a tunable bandwidth up to 22 GHz using a novel circuit design", Proceedings of the 8th International Conference on Indium Phosphide and Related Materials, pp. 443-446, 1996.

Y. Haddab, J. Spicher and M. Beck, "Degradation of  $\text{AlInAs}$  HEMT Structure Induced by  $\text{SiO}_2$  Mask Layer Deposition", to be published in Proceedings of the 26th European Solid State Device Research Conference, 1996.

B.-U. H. Klepser, M. Schefer, E. Perez Reyes, J. Spicher, W. Patrick and W. Bächtold, "Novel Front-end Design of High Speed, High Sensitivity Monolithically Integrated Photoreceivers", to be published in IEEE Electron Device Letters, 1996.